

1924

SEP 5 1924

N r. 16

# ANNALEN DER PHYSIK

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH  
F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF,  
G. u. E. WIEDEMANN, P. DRUDE

VIERTE FOLGE  
BAND 74 HEFT 8  
DER GANZEN REIHE 379. BANDES 8. HEFT

KURATORIUM:  
M. PLANCK, E. WARBURG

UNTER MITWIRKUNG  
DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT  
HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK

MIT EINER TAFEL



L E I P Z I G

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und der Verlagsbuchhandlung entgegengenommen. Im Jahre 1924 erscheinen Bd. 73, 74 u. 75 à 8 Hefte.  
Preis von Band 74 für Deutschland Goldmark 20.—; England £ 1.—;  
Holland fl. 11.50; Schweiz Fr. 25.—, U.S.A. \$ 4.50.  
Ausgegeben im August 1924.

## Inhalt.

	Seite
1. Walther Gerlach und Otto Stern. Über die Richtungsquantelung im Magnetfeld. (Hierzu Tafel III.) . . . . .	673
2. K. Leistner und W. Möbius. Der Nachweis stehender Lichtwellen als Vorlesungsversuch . . . . .	700
3. Kurt Oelkers. Versuche über den Beginn der Glimmentladung in Wasserstoff und Luft . . . . .	703
4. Alfred Ramspeck. Anomalien der accidentellen Doppelbrechung beim Zelluloid . . . . .	722
5. E. v. Angerer und G. Joos. Die Absorptionsspektren der Elemente der Eisengruppe . . . . .	743
6. G. Borelius. Bemerkungen zu einer Arbeit von W. Heraeus über die Abhängigkeit der thermoelektrischen Kraft des Eisens von seiner Struktur . . . . .	757

**Titel und Inhalt von Band 74.**

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: München, Leopoldstraße 91.

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuziehen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

**Zitate** sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahresszahl aufzuführen.

I  
n  
e  
s  
e  
s  
L  
e  
v  
o  
s  
A  
n  
u  
Z  
V  
t  
H  
n  
C  
D  
V  
s  
O  
A

1

1

m  
e  
s  
s

k  
w  
q  
se

A  
n  
m  
Z  
V  
tu  
F  
n  
D  
—

V  
z  
o  
O  
A

# ANNALEN DER PHYSIK.

## VIERTE FOLGE. BAND 74.

1. Über die Richtungsquantelung im Magnetfeld<sup>1)</sup>;  
von Walther Gerlach und Otto Stern.

(Hierzu Tafel III.)

Inhaltsübersicht: § 1. Theorie des Versuchs. — § 2. Apparatur. — § 3. Justierung der Apparatur. — § 4. Entwicklung des Atomstrahl-niederschlages. — § 5. Ausführung des Versuchs. — § 6. Versuchs-ergebnisse und Folgerungen daraus. — § 7. Ausmessung des inhomogenen Magnetfeldes. — § 8. Bestimmung des Bohrschen Magnetons. — § 9. Ergebnis.

Im Laufe des vorletzten Jahres haben wir eine Reihe von kurzen Mitteilungen über unsere Versuche veröffentlicht<sup>2)</sup>, welche sich mit dem experimentellen Nachweis der Richtungsquantelung im magnetischen Feld befaßten. Im folgenden sollen diese Versuche in erweiterter Form mitgeteilt werden.

### § 1. Theorie des Versuchs.

Nach der Quantentheorie<sup>3)</sup> kann der Drehimpuls eines Atoms im Magnetfeld nicht beliebige Richtungen haben, sondern nur solche, bei denen seine Komponente in Richtung der magnetischen Feldstärke ein ganzes Vielfaches von  $\hbar/2\pi$  ist. Zum Beispiel verlaufen nach dieser Theorie bei einquantigen Wasserstoffatomen, deren Gesamtimpuls  $\hbar/2\pi$  ist, die Elektronenbahnen sämtlich in Ebenen senkrecht zur magnetischen Feldstärke. Allgemein sind bei Atomen, deren Gesamtimpuls  $n \frac{\hbar}{2\pi}$  ist, nur  $2n$  diskrete Lagen möglich, wenn der Wert  $0 \frac{\hbar}{2\pi}$ , d. h. Lage des Drehimpulsvektors senkrecht zur magnetischen Feldstärke, wie Bohr annimmt, ausgeschlossen ist.

1) Die Untersuchung wurde ausgeführt mit Mitteln, welche die Vereinigung von Freunden und Förderern der Universität Frankfurt, sowie das Kaiser Wilhelm-Institut für Physik zur Verfügung gestellt haben.

2) O. Stern, Ztschr. f. Phys. 7. S. 249 (I. f. I); W. Gerlach u. O. Stern, Ztschr. f. Phys. 8. S. 110 (II.) 9. S. 349 (III.) 9. S. 353 (IV.) 1922.

3) A. Sommerfeld u. P. Debye, Näheres und Literatur vgl. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien.

Diese Theorie bezeichnet man kurz als „Richtungsquantelung im Magnetfeld“.

Diese Theorie ist eine konsequente Folgerung aus den Grundannahmen der Quantentheorie, und sie gibt auch eine einfache Deutung für den normalen Zeeman-Effekt. Gegen sie bestanden jedoch eine Reihe schwerwiegender Einwände, so besonders die fehlende Doppelbrechung von Gasen im Magnetfeld<sup>1)</sup> und die Schwierigkeit, sich von dem Vorgang der Einstellung überhaupt irgendein Bild zu machen.<sup>2)</sup> Es schien uns deshalb wünschenswert, durch einen möglichst direkten Versuch zu entscheiden, ob das Impulsmoment der Atome wirklich nur die quantentheoretischen Lagen einnimmt oder ob alle möglichen Lagen mit nahezu gleicher Wahrscheinlichkeit vorkommen, wie es nach der klassischen Theorie zu erwarten ist. Eine Möglichkeit für diese Entscheidung bietet die Untersuchung der Ablenkung eines Atomstrahls in einem inhomogenen Magnetfeld.

Es ist nämlich das magnetische Moment eines Atoms seinem Impulsmoment proportional:

$$\mathbf{m} = \frac{e}{c m} \cdot \mathbf{J}$$

( $\mathbf{m}$  der Vektor des magnetischen Moments,  $e/m$  die spezifische Ladung des Elektrons,  $c$  Lichtgeschwindigkeit,  $\mathbf{J}$  Impulsvektor). Also sind nach der Quantentheorie bei einem einquantigen Atom auch nur 2 Lagen des Vektors des magnetischen Moments (des „Atommagneten“) im Felde möglich; die parallele und die antiparallele Lage, wobei sich die eine Hälfte der Atome in der einen, die andere Hälfte in der anderen entgegengesetzten Lage einstellt.<sup>3)</sup> Die Kraft, welche dann auf einen Atommagneten wirkt, ist

$$|\mathbf{m}| \times \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}.$$

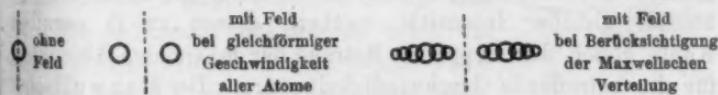
1) a. a. O. I. Wir haben uns später durch besondere Versuche an Na-Dampf nochmals überzeugt, daß die Doppelbrechung tatsächlich nicht vorhanden ist. Vgl. hierzu auch W. Schütz, Frankfurter Diss. 1923.

2) A. Einstein u. P. Ehrenfest, Ztschr. f. Phys. 11. S. 31. 1922. Hier wurden diese Schwierigkeiten nach Veröffentlichung unserer inzwischen ausgeführten Versuche ausführlich diskutiert.

3) Der den Paramagnetismus bedingende Überschuß der parallelen über die antiparallelen Atommagnete ist so klein, daß er bei unseren Versuchen nicht nachweisbar wäre.

wenn  $\partial \mathfrak{H} / \partial s$  die Zunahme von  $\mathfrak{H}$  ist, wenn man um die Längeneinheit in Richtung des Feldes  $\mathfrak{H}$  selbst fortschreitet.

Um recht einfache Verhältnisse zu haben, denken wir uns ein Magnetfeld, in dem die Feldstärke  $\mathfrak{H}$  an allen Punkten die gleiche Richtung hat und ebenso  $\partial \mathfrak{H} / \partial s$ , das überdies noch die gleiche Richtung wie das Feld  $\mathfrak{H}$  haben soll. Ein solches Feld ist in endlichen Dimensionen wegen der Divergenzbedingung streng nicht herstellbar, doch wird es mit großer Annäherung an dem schneidenförmigen Polschuh eines Elektromagneten realisiert sein. Schickt man nun einen Atomstrahl von sehr kleinem Querschnitt längs der Schneide, so wird die Hälfte der Atommagnete von der Schneide angezogen, die andere Hälfte von ihr abgestoßen werden. Der Atomstrahl wird also in zwei diskrete Strahlen aufgespalten werden. Man kann dies dadurch nachweisen, daß man eine Auffangeplatte senkrecht zur Strahlenrichtung in den Weg des Atomstrahls stellt, auf der die Atome beim Auftreffen haften bleiben. Dadurch entsteht auf der Platte ein Bild des Strahlenquerschnitts, also etwa ohne Feld ein Kreis, der durch das Feld in zwei Kreise aufgespalten wird. Hierbei ist vorausgesetzt, daß alle Atome des Strahls die gleiche Geschwindigkeit haben. Die Ablenkung ist dann ebenfalls für alle Atome, abgesehen vom Vorzeichen, die gleiche, weil die Kraft  $|m| \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$  für alle Atome die gleiche ist. Bei einem realisierbaren Atomstrahl aber, in dem alle möglichen Geschwindigkeiten nach dem Maxwell'schen Verteilungsgesetz vorkommen, wird ohne Feld der Querschnitt ebenfalls ein Kreis sein, während sich mit Feld die Kreise aller möglichen Geschwindigkeiten derart überlagern, daß außer der Ablenkung auch noch eine Verbreiterung der Kreise eintritt. Das folgende Schema demonstriert diese Verhältnisse:



Im Falle von *mehr als einquantigen Atomen* sowohl wie auch im klassischen Fall sind noch andere Stellungen des Atommagneten als die parallele und antiparallele zur Feldrichtung möglich. Bildet in diesem Fall das magnetische Moment mit der Feldrichtung den Winkel  $\alpha$ , so behält dieser

Winkel dauernd seinen Betrag, da nach dem bekannten Satz von Larmor die Bewegung der Atommagneten einfach in einer gleichförmigen Präzession des Atoms um die Richtung der magnetischen Feldstärke als Achse besteht. Es bleibt also auch die Komponente  $m_z$  des magnetischen Moments in Richtung der Feldstärke konstant. Man sieht durch Symmetrieverlegung leicht<sup>1)</sup>, daß auch in diesem Fall für die ponderomotorische Kraft nur die Inhomogenität  $\partial \mathfrak{H}/\partial s$  in Richtung der Feldstärke maßgeblich ist.

Bei  $n$ -quantigen Atomen entsprechen den  $2n$  möglichen diskreten Lagen des Drehimpulsvektors des Atoms im Magnetfeld  $2n$  diskrete Werte von  $|m_z|$ , der Strahl wird also nach der gleichen Überlegung wie oben in  $2n$  diskrete Strahlen aufgespalten.

Im klassischen Fall kann  $|m_z|$  jeden beliebigen Wert kontinuierlich zwischen 0 und  $m$  annehmen.

$$m_z = |m| \cos \alpha,$$

und ebenso kann die auf ein Atom wirkende Kraft

$$\mathfrak{R} = m_z \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} = |m| \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \cos \alpha$$

kontinuierlich jeden Wert zwischen 0 und  $|m| \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$  annehmen.

Um in diesem Falle das zu erwartende Aussehen des aufgefangenen Bildes im Magnetfeld beurteilen zu können, müssen wir wissen, wie groß für jede Ablenkung  $s$  die „Dichte“  $d n/ds$ , d. h. die Zahl  $d n$  der Atome ist, die eine Ablenkung zwischen  $s$  und  $s + ds$  erleiden. Da  $s \sim \mathfrak{R}$  und  $\mathfrak{R} \sim \cos \alpha$  ist, so ist  $ds \sim \sin \alpha d \alpha$ . Andererseits ist  $d n$  ebenfalls  $\sim \sin \alpha d \alpha$ , also  $d n/ds$  konstant. Ein Strahl mit einem Querschnitt von der Form eines Rechtecks, dessen eine zu  $\mathfrak{H}$  parallele Seite unendlich schmal ist, würde also im Felde, falls alle Atome die gleiche Geschwindigkeit hätten, als Bild ein Rechteck von überall gleicher Intensität ergeben, dessen zu  $\mathfrak{H}$  parallele Kante gleich dem doppelten Betrage der maximalen Ablenkung für die betreffende Geschwindigkeit wäre. Bei Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung der Atome entsteht durch Überlagerung ein Band, das an der Stelle des unabgelenkten Strahls ein Intensitätsmaximum aufweist, da dort alle Geschwindigkeiten zur Intensität beitragen. *Die Quantentheorie ergibt*

1) a. a.O. I.

ein Intensitätsminimum, die klassische Theorie ein Intensitätsmaximum an der Durchstoßstelle des unabgelenkten Strahls. Die Durchführung des Versuches ergibt also die Entscheidung zwischen beiden Theorien.<sup>1)</sup>

### § 2. Die Apparatur.

Fig. 1 gibt zunächst einen schematischen Überblick über die ganze Versuchsanordnung. In dem Öfchen  $O$ , welches im Kühler  $K$  sitzt, wird mit Hilfe der elektrisch geheizten Platinwick-

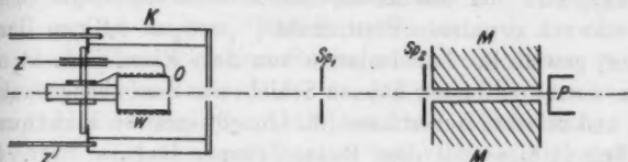


Fig. 1.

lung  $W$  (Stromzuführungen  $ZZ$ ) das Metall, dessen Atome untersucht werden sollen, geschmolzen. Der aus dem Ofen und dem Kühlerdeckel austretende Atomstrahl wird durch die Blendenspalte  $Sp_1$   $Sp_2$  begrenzt, läuft durch das Magnetfeld zwischen den Polschuhen  $M$  und wird von der Platte  $P$  aufgefangen; die ganze Anordnung sitzt in einem evakuierten Gefäß. Es sollen zunächst alle Einzelteile der Versuchsanordnungen besprochen werden, die für die bis jetzt abgeschlossenen Versuche mit Silberatomstrahlen benutzt wurden.

Zwei verschiedene Konstruktionen von Öfchen haben sich als brauchbar erwiesen.

a) *Das Eisenöfchen.* Aus reinstem Eisen wird ein einseitig offenes Röhrchen gedreht (Fig. 2), mit den Dimensionen: Länge 10 mm, Durchmesser 4 mm, Wandstärke 0,2 mm. An der Außenseite des Bodens blieb ein Dorn stehen. Das Röhrchen erhält einen Deckel aus  $\frac{1}{10}$  mm starkem Eisenblech, welcher etwa 2 mm versenkt eingesetzt

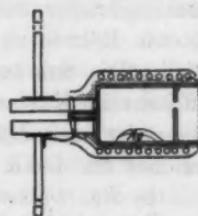


Fig. 2.

1) Nach den neueren Theorien des anomalen Zeeman-Effektes müßte diese einfache Theorie zwar modifiziert werden, doch wird am wesentlichen — der Möglichkeit des Nachweises der diskreten Lagen im Magnetfeld nach der Quantentheorie — nichts geändert. Vgl. hierzu S. 690, § 6.

wird. In ihm sitzt exzentrisch ein Loch von 1 mm Durchmesser zum Austritt des Atomstrahls. Mit dem einige Millimeter langen Dorn wird das Eisengefäß in einer starkwandigen Quarzkapillare gehalten, eingekittet mit einem Brei aus Quarzpulver, Magnesia usta, Kaolin und einer Spur Wasserglas. Durch das Loch im Deckel werden einige Zehntel Gramm Silber — reinstes Silber von der Gold- und Silberscheideanstalt oder von W. C. Heraeus — in kleinen Stückchen in das Innere eingebracht. Zur *Heizung* wird um das Eisenrörchen eine enggelegte Spirale von schwach gewalztem Platindraht ( $\frac{1}{2}$ — $\frac{3}{4}$  m 0,8 mm Durchmesser) gewickelt. Zur Isolation von dem Eisen bedeckt man dieses zuerst mit einer dünnen Schicht aus dem obengenannten Brei und reinster Asbestfaser (für Goochtiegel von Kahlbaum) und brennt diese mit dem Bunsenbrenner langsam hart. Der Zwischenraum zwischen den Wicklungen wird mit trockener Magnesia usta fest ausgefüllt und dann mit sehr verdünntem Wasserglas getränkt. Wenn alles trocken ist, wird um die Wicklung eine Schicht von Asbestfaser und dem genannten Brei aufgelegt. Diese äußere Isolation muß öfters erneuert werden, weil sie bei der hohen Temperatur im Vakuum verdampft. Zur Stromzuführung zur Platinspirale ist deren eines Ende an dem Eisenöfchen metallisch festgebunden; das andere führt zu dem *Kühler*, in welchen das ganze Öfchen eingesetzt wird. Dieser Kühler besteht aus zwei umeinander gelöteten Messingrohren mit Zuleitungen zum Wasserzu- und -abfluß. Auf der einen Querseite des Kühlers wird eine Messingbrücke aufgeschraubt, in welcher mittels eines angelötzten Röhrchens das Öfchen an der Quarzkapillare gehalten wird. Die Schrauben sind so eingerichtet, daß die Lage des Öfchens im Kühler beliebig gewählt werden kann. Die andere Querseite des Kühlers ist mit einem Deckel verschlossen, welcher ein 1 mm-Loch hat zum Austritt des Atomstrahls.

b) *Das Öfchen aus Chamotte*. Bei sehr hoher Temperatur des Öfchens und langer Versuchsdauer verdampft so viel der Isolierschichten, daß häufiger Kurzschluß zwischen Eisen und Platinwicklung vorkommt. Deshalb wurde eine andere Konstruktion ausgearbeitet, welche zwar Nachteile wegen der nicht so gleichmäßigen Durchheizung hat, aber weit über 300 Heizstunden ohne Unglücksfall aushielte. Ein beiderseits offenes

dünnwandiges Röhrchen aus Marquardtscher Masse (Fig. 3), Länge 15 mm, Durchmesser 7 mm, trug die Platinheizwicklung. Als Boden wird ein gerade passendes, rund zugeblasenes Quarzröhrchen eingesetzt; darüber kommt ein einseitig geschlossenes Eisenröhren, ähnlich dem unter a) beschriebenen, so daß seine offene Seite auf den Quarzrohreinsatz zu liegen kommt. Das geschlossene Ende dient nun als Deckel und hat eine Öffnung von 1 mm Durchmesser. Man bringt in das

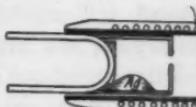


Fig. 3.

Innere des Eisenröhrlchens Silber und erhitzt dieses so stark, daß das geschmolzene Silber in den Zwischenraum zwischen Marquardtröhren, Quarzröhrchen und Eiseneinsatz fließt. Hierdurch wird automatisch alles fest verkittet und gedichtet, da das Silber da erstarrt, wo die Temperatur infolge der Wärmeableitungen nicht mehr über den Schmelzpunkt des Silbers steigt. Das Öfchen wird im Kühler in gleicher Weise wie unter a) beschrieben, gehalten. Die Stromzuführung erfolgt auf der einen Seite wieder über den Kühler, auf der anderen Seite durch ein isoliert durch die Brücke am Kühler geführte Zuleitung. Das in den Ofen führende Quarzröhrchen bietet den Vorteil, die Ofentemperatur optisch zu bestimmen.

Zur Heizung des Öfchens wird eine kleine Akkumulatoren-batterie verwendet (4—5 Amp. Stromstärke). Die Umgebung des Öfchens mit einem Kühler erwies sich als notwendig; ohne ihn geben die Glasapparatur, besonders die fettgedichteten Schliffe und die Kittstellen, durch die Erwärmung infolge der Strahlung des Öfchens dauernd Gas ab, wodurch die Erreichung des erforderlichen hohen Vakuums sehr erschwert wird. Auch ist es vorteilhaft, daß die von dem Öfchen wegverdampfende Isoliermasse am Kühler niedergeschlagen und festgehalten wird. Be merkt sei noch, daß die Innenseite des Kühlerdeckels mit einem Glimmerplättchen bedeckt wurde, weil es gelegentlich vorkam, daß sich eine Silberbrücke zwischen Ofchen, Stromzuführung und Kühler bildete, welche dann die Heizwicklung kurzschloß.

Der Kühler wurde mit weißem Siegellack in einen Glasschliff (Fig. 4) eingekittet, welcher weitere Ansätze zu folgenden Zwecken hatte: durch  $R_1$ , mit einem Glasplättchen verschlossen,

wird zur optischen Temperaturbestimmung das Innere des Öfchens anvisiert; durch  $R_2$  ist die eine Stromzuführung zur Heizwicklung des Öfchens geführt;  $R_3$  führt zur Pumpe;  $R_4$  führt zu dem die Blenden und die Magnetpole tragenden Teil.

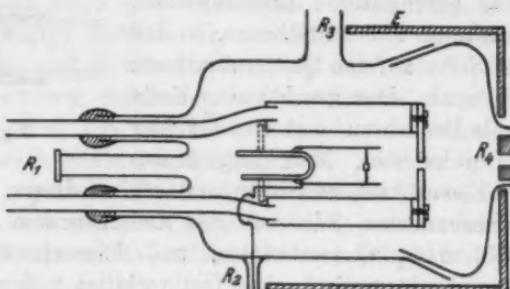


Fig. 4.

Von dem Ofenraum vollständig getrennt war der eigentliche Versuchsräume, in welchem der Atomstrahl, durch Blenden begrenzt, durch das Magnetfeld lief. Die einzige Verbindung der beiden Räume bestand in einem engen Spalt. Dieses ist zweckmäßig, weil der eigentliche Versuchsräume durch eine besondere Pumpe so auf höherem Vakuum gehalten werden konnte, als der Ofenraum. In ihm ist wegen des Öfchens ein allzu hohes Vakuum auch bei dauerndem Pumpen nicht zu erhalten und auch nicht nötig, weil ja die Atomstrahlen in ihm nur etwa 2–3 cm frei zu laufen haben, während sie im Versuchsräume 3–4 mal so lange Strecken ungestört fliegen müssen. So wurde jeder der beiden Räume mit je einer Volmerschen Diffusionspumpe evakuiert und mit einem mit flüssiger Luft gekühlten Gefäß verbunden.

Die den Atomstrahl begrenzenden *Blenden* waren teils in Platinblech eingestochene Löcher, teils mit verschiebblichen Backen hergestellte Spaltblenden. Über ihre Befestigung ist weiter unten zu sprechen.

Zur Erzeugung eines *inhomogenen Magnetfeldes*, das auf einer Strahlänge von einigen Zentimetern gleichförmig war, wurden nach Vorversuchen als Polschuhformen Schneide gegen Spalt als günstig befunden, Querschnitt vgl. Fig. 5. Die Polschuhe wurden aus gutem weichen Eisen hergestellt und sorg-

fältig geschliffen. Sie wurden an wassergekühlte Polschuhe eines Magneten von Hartmann und Braun (nach Du Bois, kleines Modell) angesetzt. Die Wasserkühlung war erforderlich, weil der Magnet bei Dauerbelastung mit nur 3 Amp. so warm wurde, daß die Dichtungen und Kittungen der Apparatur nicht mehr hielten. Die einfache Form der gekühlten Polschuhaufsätze ergibt sich aus der Fig. 6. Um ponderometrische Wirkungen des Magnetfeldes auf das mit Gleichstrom geheizte Öfchen auszuschließen, wurde das ganze, Kühler und Öfchen enthaltende Glasgefäß in einen Eisenzyylinder *E* eingesetzt, dessen Boden nur eine enge Öffnung zur Durchführung von Rohr *R*<sub>4</sub> (Fig. 4) hatte.

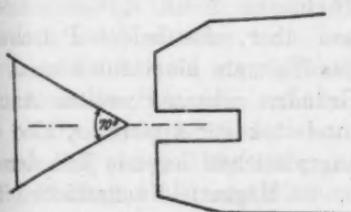


Fig. 5.

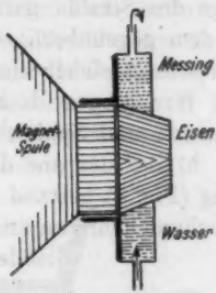


Fig. 6.

Drei verschiedene Anordnungen wurden verwandt, um den Atomstrahl durch das Magnetfeld zu führen; sie unterscheiden sich durch die Art, wie die Polschuhe und die Blenden mit dem Ofenraum und dem Versuchsraum verbunden waren.

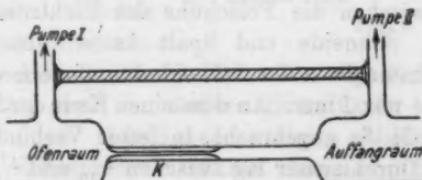


Fig. 7.

a) Bei der ersten Anordnung (Fig. 7) wurden statt besonderer Blenden eine 3 cm lange Kapillare *K* von  $\frac{1}{20}$  mm lichter Weite an den Ofenraum angeschmolzen. Diese lief in ein dünnwandiges Glaskröhrchen von 3 cm Länge und etwa 2 mm

äußeren Durchmesser über. Auf der einen Seite setzte sich an dieses Mittelstück der Ofen- und Kühlerraum, auf der anderen Seite ein erweitertes Rohr zur Aufnahme des Plättchens an. Die Kapillare blendete von den nach allen Richtungen aus dem Öfchen herausfliegenden Silberatomen einen geradlinigen *Strahl* aus, der auf dem Glasplättchen einen kreisförmigen Niederschlag von  $\frac{1}{10}$  mm Durchmesser gab; das 3 cm lange dünnwandige Glasröhrchen sollte zwischen die Polschuhe des Magneten gesetzt werden. Hierbei ergaben sich aber Schwierigkeiten, indem einmal der Strahl nicht genügend nahe an die Schneide herangebracht werden konnte, sodann die Lage des Strahls parallel zum Schneidenpol und symmetrisch zu dem gegenüberliegenden Spalt des zweiten Pols sich nicht hinreichend sicher einstellen ließ.

Wir gingen deshalb dazu über, die beiden Polschuhe, Schneide und Spalt mit in das Vakuum hineinzunehmen.

b) Bei der aus diesen Gründen gebauten zweiten Anordnung (Fig. 8) bestand das Mittelstück der Apparatur, also der zwischen Ofenraum und Auffangeplättchen liegende Teil, der die Blende und den im Magnetfeld befindlichen Teil



Fig. 8.

der Atomstrahlbahn enthält, aus einem Messingrohr *M* (die Fig. 8 zeigt den Querschnitt), an welches die beiden Endgefäße angekittet wurden. In dieses Messingrohr waren Schneide- und Spaltpolschuh so mittels Silberlot eingelötet, daß die geschliffenen äußeren Flächen der Polschuhe ganz genau parallel waren. Dieser Teil wurde zwischen die Polschuhe des Elektromagneten fest eingeklemmt. Schneide und Spalt hatten eine Länge von 3 cm. Der Abstand von der Schneide bis zur oberen Ebene des Spaltpolschuhs war 1 mm. An dem einen Ende der Schneide war eine Lochblende *Sp* angebracht, in fester Verbindung mit der Schneide; ihr Durchmesser lag zwischen  $\frac{1}{10}$  und  $\frac{1}{20}$  mm. 3 cm von dieser Blende, an dem zum Ofenraum zu gelegenen Ende des Messingröhrchens, war ein eng durchbohrter Messingstopfen (vgl. in Fig. 4 bei  $R_4$ ) eingesetzt, der an seiner Außenfläche eine Blende gleicher Größe wie die obengenannte trug. Das Glasplättchen zum Auffangen des Atomstrahls wurde mit einem Halter an das der Ofenseite abgelegene Ende der Schneide

gebracht. Mit dieser Anordnung gelang es, gute Molekularstrahlen zu erhalten. *War das Magnetfeld erregt, so ließ sich eine starke beiderseitige Verbreiterung des Niederschlags mit Sicherheit nachweisen.* Dagegen war die Entscheidung nicht zu treffen, ob die Wirkung des Magnetfelds nur in einer Verbreiterung oder in einer Aufspaltung des Atomstrahls bestand, jedoch zeigte sich in der Mitte des verbreiterten Niederschlags auf einer Aufnahme ein deutliches Minimum.

Um zur Entscheidung zu gelangen, mußten noch kleinere Strahldimensionen verwendet werden. Da sich aber gezeigt hatte, daß die im Magnetfeld auf die eingelöteten Eisenpolschuhe wirkenden starken Kräfte zu einer kleinen Deformation des Gehäuses und damit zu einer Zerstörung der Justierung des Molekularstahls Anlaß geben, da ferner die Justierung der Blenden sehr mühsam war, wurde ein neuer Apparat konstruiert, welcher ein starres Messinggehäuse hatte und bei dem außerdem die Schneide leicht zugänglich war.

c) Bei dieser dritten Anordnung, von der Fig. 9 eine Photographie zeigt, bestand das Mittelstück aus einem 1 cm starken Messingring von  $\sim 6$  cm Durchmesser und  $\sim 3$  cm Höhe. Dieser Ring war einseitig durch einen Messingboden von 1 ccm Wanddicke zugelötet, in welchen der Spaltpolschuh so eingeblödet war, daß die obere Ebene des Spaltes in der Mitte des Ringes lag und die äußere Grundfläche des Polschuhs oben über den Messingboden einige Millimeter herausstand. Der Schneidenpol saß auf einem sorgfältig eben geschliffenem Eisendeckel, welcher auf den anderen, gleichfalls geschliffenen Rand des Messingringes gut vakuumdicht paßte.

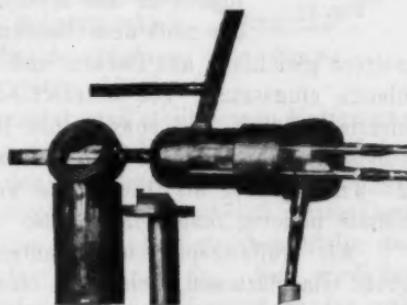


Fig. 9.

Durch Anschläge und Schrauben war bewirkt, daß beim Aufsetzen des Deckels mit der Schneide diese genau dem Spalt gegenüber und in 1 mm Entfernung ihm exakt parallel lief. In Verlängerung der durch den Spalt vorgezeichneten Rich-

tung des Atomstrahls waren an den Messingring zwei Messingrohre angelötet, an welche Ofen- und Plättchenraum [wie bei Anordnung b)] angekittet wurden. Zur besseren Dichtung wurde über den Planschliff Messingring-Eisendeckel, welcher mit zähem Gummifett gedichtet wurde, ein festpassender Dichtungsring geschoben.

Die eine Blende, welche nun nach Art von Spektrometer-Spalten ausgeführt wurde, mit Backen und Schlitten von nur  $2 \times 3$  mm Größe, wurde an dem Kopf der Schneide angeschraubt und ließ sich, da die Schneide aus dem Apparat herausnehmbar war, leicht in gewünschter Höhe über der Schneide justieren. An das Ende der Schneide wurden 2 Quarzfäden nach Art der Fig. 10 aufgekittet, deren Schnittpunkt in gemessener Entfernung über der Schneide lag.



Fig. 10.

Über ihre Bedeutung als Marken für die Justierung und Ausmessung ist später zu sprechen. Nun wurden Schneide und Spaltblende in das Messinggehäuse eingesetzt und in das nach dem Ofenraum führende Ansatzrohr eine weitere gleichfalls aus Backen und Schlitten bestehende Spaltblende eingesetzt. Sie unterschied sich von der Schneidenblende dadurch, daß sowohl ihre Breite als auch ihre Länge einstellbar war; sie wurde so benutzt, daß ihre Länge nur etwa 2—3 mal größer als ihre Breite war, während die Schneidenblende beliebig lang sein konnte.

Als Aufangeplättchen dienten kleine, etwa  $3 \times 3$  qmm große Glasplättchen, welche an einem Halter bis dicht an das Ende des Schneidenpols hereingeführt waren, so daß die Atome unmittelbar nach Verlassen des Feldes niedergeschlagen wurden. Die Glasplättchen mußten mit größter Sorgfalt gereinigt werden, da sonst die „Entwicklung“ des Niederschlags nicht möglich war (vgl. § 4).

### § 3. Justierung der Apparatur.

Öffnung des Ofens (Fig. 1), Loch im Kühlerdeckel, die Blenden  $Sp_1$  und  $Sp_2$  müssen in einer geraden Linie liegen, welche genau parallel zum schneidenförmigen Polschuh und in genau bekannter Entfernung von ihm verläuft.

Diese Justierung erfolgte optisch; die Blenden wurden so

eingesetzt, daß ein Lichtstrahl, dessen Verlauf durch die beiden Blenden  $Sp_1$  und  $Sp_2$  gegeben ist, genau in der Mitte durch das Loch im Kühlerdeckel ging, auf dem Kühlerdeckel senkrecht stand und der Schneide parallel lief. Letzteres wird so justiert, daß an dem Ende der Schneide, an welches nachher die Auffangeplatte zu liegen kommt, eine Hilfsblende eingesetzt wird, deren Öffnung in der gleichen Höhe über der Schneide liegt wie die Schneidenblende  $Sp_2$ .

Die Anordnung *c* wurde später auf Anraten von Hrn. Madelung auch auf andere Weise justiert. Schlitten und Support einer großen Präzisionsdrehbank wurden sorgfältig geschliffen, so daß letzterer auf wenige  $\mu$  genau sich verschob. Ein kurzbrennweitiges Fernrohr mit Okularskala wird am Schlitten der Bank fest montiert. Der Eisendeckel mit der Schneide und den Quarzfäden (Fig. 9a) wird am Support angebracht, so daß die Schneide auf wenige  $\mu$  genau parallel zur Schlittenführung der Drehbank steht. Man bestimmt zuerst die Entfernung des Schnittpunktes der Quarzfäden von der Schneide. Sodann schiebt man den Support weiter, bis der Schneidespalt  $Sp_2$  scharf erscheint, und stellt dessen Entfernung von der Schneide ein. Nun wird das Messinggehäuse auf den Deckel aufgeschraubt und der Support weiter geschoben, bis der erste Spalt  $Sp_1$  im Fernrohr scharf erscheint. Seine Lage wird so lange verändert, bis er an der gleichen Stelle der Okularskala liegt, wie vorher der Spalt  $Sp_2$ . Nun wird der Schliff mit dem Kühler aufgesetzt, der Support wieder verschoben, bis das Loch im Deckel des Kühlers eingestellt ist; der Deckel wird so festgeschraubt, daß die Mitte des Kühlerloches wieder an die gleiche Stelle der Okularskala zu liegen kommt. Nun wird der Schliff noch einmal abgenommen, das Öfchen in den Kühler gebracht und seine Öffnung mit einer Leere auf die Öffnung im Kühlerdeckel justiert. Damit ist die optische Justierung beendet. Die gefetteten Schliffe sind mit wenig Fett zu dichten, eine Verschiebung derselben bei dem Evakuieren trat dann nicht ein; dies wurde besonders geprüft, indem man während des Auspumpens einen Lichtstrahl durch die ganze Apparatur hindurch beobachtete. Die letzte

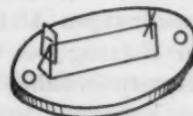


Fig. 9a.

Justierung erfolgt mit Hilfe der Molekularstrahlen selbst. Die mehrfach erwähnten Quarzfäden erzeugen nämlich in dem Niederschlag des Atomstrahls einen „Schatten“. Da sowohl die Entfernung der am Anfang der Schneide sitzenden Blende, als auch der Abstand des Schnittpunktes des Quarzfadenkreuzes vom Ende der Schneide genau ausmeßbar ist, ergibt sich aus einer ganz einfachen geometrischen Überlegung die Bahn des Molekularstrahls längs der Schneide, wenn der Abstand seines Niederschlags von dem Schatten des Schnittpunktes auf den Plättchen ausgemessen wird. Nach dieser Methode ist der letzte Versuch justiert; man erkennt auf Fig. 15 deutlich den Schatten des Quarzfadenkreuzes.

Wenn die Apparatur fertig justiert war, wurde sie zwischen die Polschuhe des Elektromagneten geklemmt und an die Pumpen angeblasen. Die übrigen zum Versuch gehörenden Anordnungen bieten nichts Bemerkenswertes: ein Stromkreis zur Heizung des Öfchens, Wasserkühlung durch Kühler und Magnetpolschuhe, Magnetstromkreis, Geißlerröhre zur Prüfung des Vakuums, und zwar je eine am Ofenraum und am Auffangeraum.

#### § 4. Die Entwicklung des Niederschlags.

Schon die ersten Vorversuche hatten ergeben, daß selbst bei vollständiger Justierung des Strahlenganges auf die Mitte der Ofenöffnung die Menge des zum Aufangeplättchen gelangenden Metalls so klein ist, daß der Niederschlag mit optischer Methode nicht erkennbar ist. Da in Anbetracht der Kleinheit des zu erwartenden Effektes im magnetischen Feld sehr enge Spaltblenden benutzt werden mußten, so hing die Möglichkeit der Ausführung des ganzen Versuchs ab von der Frage, ob es gelingt, sehr dünne Metallschichten von einer mittleren Dicke von weniger als einer Atomschicht zu verdicken. Denn lange Versuchsdauern waren von vornherein ausgeschlossen, weil dabei der dem Ofen nächstliegende Spalt durch die viel größere Strahldichte an dieser Stelle zuwachsen würde.

Es gelang, die Silberniederschläge mit der Methode der physikalischen Entwicklung zu verdicken, wobei — wie Vorversuche ergeben hatten — die geometrische Form der Niederschläge erhalten bleibt. Dies zeigt sich auch in unseren Auf-

nahmen Fig. 15, wo der Schatten des Quarzfadenkreuzes die geometrisch zu erwartende Ausdehnung hat.

Das Plättchen, auf welchem die Atome aufgefangen werden sollen, muß mit größter Sorgfalt gereinigt sein, vor allem von Spuren von Fett und Metall frei sein. Ist es mit dem Niederschlag bedeckt, so wird es in den Entwickler gebracht. Dieser bestand aus etwa 10 ccm  $\frac{1}{2}$ —1 prozentiger, nicht zu frischer Hydrochinonlösung, der reichlich Gummiarabicum zugesetzt ist. Nachdem das Plättchen von dieser Lösung gut überspült ist, werden einige Kubikzentimeter 1 prozentiger  $\text{AgNO}_3$ -Lösung zugesetzt. In diesem Entwickler wird das Plättchen unter dauerndem Schaukeln so lange belassen, bis entweder das Bild erscheint, oder bis eine merkliche Trübung des Entwicklers durch ausfallendes Silber eintritt. Dann wird sofort durch Spülen mit destilliertem Wasser die Entwicklung unterbrochen. Man muß sorgfältig vermeiden, daß Spuren des Silberschlammes sich auf dem Plättchen niederschlagen, weil diese jede weitere Entwicklung verderben. Ist nach der ersten Entwicklung noch kein Bild erschienen, so wird in neuer Lösung nach gleicher Art verfahren; und dies kann so lange fortgesetzt werden, bis sich auf dem Plättchen ein allgemeiner grauer Schleier ausbildet. Ist das Bild auch jetzt noch nicht zu sehen, so sind weitere Bemühungen zwecklos. Meist wurde 2—5 mal entwickelt.

Nähere Angaben über diese und andere Entwicklungsmethoden sind aus der Arbeit von Estermann und Stern<sup>1)</sup> zu ersehen.

#### § 5. Ausführung des Versuchs.

Zum Beginn des Versuchs wurde unter langsamem Anheizen des Öfchens die Apparatur mit Gaede-Quecksilberpumpe als Vorpumpe und zwei parallel geschalteten Volmerschen K-Pumpen evakuiert. Die Isolation des Öfchens gibt viel Gas und Feuchtigkeit ab. Erst wenn letztere vollständig abgepumpt war, wurden die Kühlgefäße zwischen Pumpen und Apparatur mit flüssiger Luft beschickt. Die Kontrolle des Vakuums erfolgte mittels Geißblerröhren, deren je eine mit dem Ofenraum und dem Versuchsraum verbunden war. Ersteres

1) J. Estermann u. O. Stern, Ztsch. f. physik. Chem. 106. S. 399. 1923.

war während des Versuchs dauernd vollständig entladungsfrei bei 8 cm Parallelfunkentstrecke, während das an dem Ofenraum hängende Geißlerrohr gelegentlich schwaches Aufleuchten zeigte. Zur Erreichung dieses Zustandes waren mindestens 3 Stunden erforderlich. Hieran schloß sich sofort der Versuch, indem man nun je nach der Weite der Blenden 4 bis 10 Stunden Silber verdampfen ließ, wobei Temperatur des Öfchens, Vakuum und — bei Versuchen mit Feld — die Konstanz des Magnetstromes dauernd kontrolliert wurden. Nach Beendigung des Versuchs wird der das Auffangeplättchen enthaltende Teil geöffnet, dieses herausgenommen, die Orientierung des Plättchens zu den Polen angezeichnet und der noch unsichtbare Niederschlag entwickelt (vgl. § 4).

Von den sehr vielen angefangenen Versuchen kam nur ein kleiner Teil zu Ende, und auch von diesen führte nicht jeder zu einem brauchbaren Molekularstrahlniederschlag. Bei den unvermeidlichen zahlreichen Lötstellen, Kittungen und Fett-dichtungen kommen leicht minimale Undichtigkeiten vor; andere Gefahren liegen in dem Silberöfchen. Es kommt vor, daß die Öffnung des Öfchens sich zusetzt; um dies zu vermeiden, war der Deckel einige Millimeter vertieft in das Öfchen eingesetzt und das Loch, wie oben angeführt, exzentrisch eingebohrt, und zwar oberhalb der Mitte. Ferner kristallisiert die erste enge Spaltblende immer mehr zu, so daß die Intensität des Strahls während des Versuchs in unkontrollierbarer Weise abnimmt, so daß mit „Unterbelichtung“ immer zu rechnen ist. Noch längere Versuchsdauern haben aber gerade wegen des Zuwachsens der Blende keinen Zweck. Schließlich ist die optische Justierung des Strahlenganges nicht mit voller Sicherheit auszuführen, so daß Unsymmetrien des Strahlenganges vorhanden sind, durch welche entweder nicht die volle Öffnung des Strahlers ausgenutzt wird, oder wenn z. B. der Strahl nicht genau parallel zur Schneide verläuft, der Niederschlag zur quantitativen Verwertung unbrauchbar ist. Die letzten Schwierigkeiten liegen in der Entwicklung, wie im § 4 ausgeführt ist.

Wenn ein Versuch geglückt ist, wird bei der Entwicklung so verfahren, daß die Entwicklung sofort unterbrochen wird sobald das Bild erscheint. Das Plättchen wird in destilliertem Wasser abgewaschen und unter einem Tropfen Wasser —

damit sich kein Staub auf ihm niedersetzt — mikrophotographiert. Sodann wird die Entwicklung fortgesetzt, nach kurzer Zeit wieder unterbrochen, in gleicher Weise eine Mikrophotographie hergestellt usf., bis ein allgemeiner Entwicklungs-schleier auf dem Plättchen gerade einsetzt. Nach Abspülen und Trocknen wird das Plättchen dann zur Aufbewahrung in Kanadabalsam eingebettet. Die mehrfachen photographischen Aufnahmen haben den Zweck, etwaige Einzelheiten, Unsymmetrien der Intensität der Niederschläge o. dgl., die mit verstärkter Entwicklung verschwinden, festzuhalten; die möglichst starke Entwicklung ist erforderlich, um auch schwach belegte Teile erkennbar zu machen, so z. B. besonders zur Entscheidung der Frage, ob im Magnetfeld auch unabgelenkte Atome vorhanden sind. Es sei aber gleich bemerkt, daß sich in keinem Fall irgendeine Änderung in der Form des Niederschlags mit wachsender Entwicklungszeit ergeben hat. Dies sollen die Reproduktionen eines Versuches in Fig. 11<sup>1)</sup> zeigen. Die erste Aufnahme (40fache Vergrößerung des Originals) wurde sofort nach Erscheinen des Bildes gemacht, als der Niederschlag noch keine Spur von metallischem Glanz hatte; die zweite Aufnahme bei Beginn der metallischen Reflexion und schließlich die dritte nach viermaliger Entwicklung; jetzt erkennt man am Original deutlich den Silberglanz.

#### § 6. Die Versuchsergebnisse und Folgerungen daraus.

Wir besprechen die Versuchsergebnisse an Hand der Mikrophotographien auf Taf. III. Fig. 12a und b sind Zeichnungen zweier Niederschläge, die mit der Apparatur b) S. 682 gewonnen wurden, und zwar a ohne, b mit Magnetfeld. Man sieht hier bereits deutlich die oben erwähnte Verbreiterung: Der Silber-niederschlag ohne Feld ist annähernd kreisrund mit 0,13 mm Durchmesser, der mit Feld erhaltene Niederschlag hat die gleiche Ausdehnung von 0,13 mm senkrecht zum Feld, ist dagegen in Richtung  $\partial\mathfrak{H}/\partial s$  auf ~0,20 mm verbreitert mit unscharfer Begrenzung der Ränder.

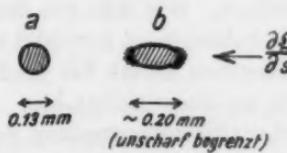


Fig. 12a u. b.

1) Die Figg. 11a—c, 13, 14, 15a—c u. 16a, b befinden sich auf Taf. III.

Mit der dritten Apparatur und spaltförmiger Blende  $Sp_1$  wurden die Aufnahmen Figg. 11, 13—14 erhalten, und zwar zunächst

Fig. 13 ohne Magnetfeld,

Fig. 14 ohne Änderung der Justierung mit Magnetfeld.

Mit einer neuen Anordnung, aber im Prinzip gleicher Apparatur, jedoch mit wesentlich langerer Spaltblende  $Sp_2$  und sehr guter Justierung, erhielten wir mit Magnetfeld den Niederschlag der Fig. 15, der in verschiedenen Entwicklungsstufen gegeben ist. Man erkennt hier deutlich die „Schatten“ der gekreuzten Quarzfäden. Woher der gesprengelte Niederschlag kommt, ist nicht ganz klar. Vielleicht war das Glasplättchen nicht hinreichend sauber oder glatt. Fig. 16a und b zeigen nochmals die beiden Aufnahmen in schwächerer Vergrößerung.

Die Aufnahmen zeigen, daß die experimentellen Ergebnisse in völliger Übereinstimmung stehen mit den vom Standpunkt der Quantentheorie aus zu erwartenden. Insbesondere ist kein Anzeichen dafür vorhanden, daß im magnetischen Feld noch unabgelenkte Atome vorhanden sind. Der Nachweis hierfür ist sehr scharf, weil im unabgelenkten Strahl die Bilder aller Geschwindigkeiten zusammenfallen und deshalb auch ein kleiner Prozentsatz von unabgelenkten Atomēn durch die Entwicklung nachweisbar gewesen wäre. Ferner haben der zur Schneide angezogene und der abgestoßene Strahl keine merkbare Intensitätsdifferenz; *bei der Entwicklung erscheinen beide zur gleichen Zeit*.

Die unsymmetrische Form der Niederschläge ist durch die zur Schneide hier zunehmende Stärke der Inhomogenität bedingt. Wie man aus der Spitze der Fig. 14 u. 16a, welche auf die Schneide zu gerichtet ist, sieht, kommen die langsam an gezogenen Atome bei großer Nähe des Strahls an der Schneide bis zu dieser selbst hin. Es sei noch auf die durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome bedingte größere Breite des abgelenkten Strahls im Vergleich zu der Breite des nicht abgelenkten hingewiesen.

Abgesehen von jeder Theorie können wir also als reines Ergebnis des Experimentes feststellen, daß, soweit die Genauigkeit unserer Versuche reicht, Silberatome im Magnetfeld nur *zwei diskrete* Werte der Komponente des magnetischen Moments

in Richtung der Feldstärke haben, beide von gleichem Absolutwert und je die Hälfte der Atome mit positivem und negativem Vorzeichen.

### § 7. Die Ausmessung des inhomogenen Magnetfeldes.

Für eine quantitative Verwertung der Versuchsergebnisse ist nach § 1 die Kenntnis der Inhomogenität des Magnetfeldes in Richtung der Kraftlinien erforderlich. Dieselbe wurde ermittelt aus gesonderten Messungen von  $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$  und von  $\mathfrak{H}$ .

Zur Messung von  $\text{grad } \mathfrak{H}^2$  wurde die Abstoßung benutzt, welche ein diamagnetischer Probekörper im inhomogenen Felde erfährt. Die Eigenart der Polschuhanordnung und das Bedürfnis, die Inhomogenität an jeder Stelle des Feldes zwischen den nur wenig über 1 mm voneinander entfernten Polschuhen von  $\frac{1}{10}$  zu  $\frac{1}{10}$  mm kennen zu müssen, führte zu folgender Methode (Fig. 17): Der Probekörper  $P$  besteht aus einem sehr reinen Wismutdraht von  $\frac{1}{10}$  mm Durchmesser und 3 mm Länge.<sup>1)</sup> Er ist mit einer Spur Schellack an einem eben noch stabilen Quarzfaden befestigt, welcher selbst an einem V-förmig gebogenen Quarzstäbchengerrüst hängt. Dieses ist an einem dünnen, runden geraden Glasstäbchen ( $\sim 0,8$  mm  $\Phi$ ) angekittet, welches in zwei kreisförmigen Ösen aus Silberdraht frei beweglich aufgehängt ist. Es trägt außerdem einen Spiegel  $S$  und ein Gegengewicht  $G$ , ferner bei  $M$  ein zur Zeichenebene senkrecht Querstäbchen zum Anhängen von Gewichten (vgl. unten).

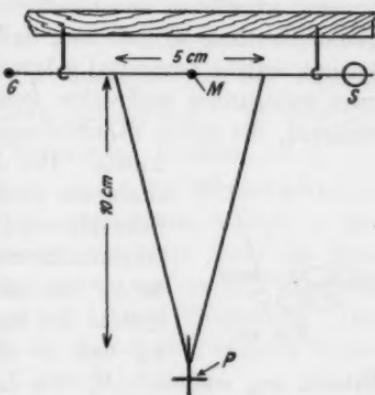


Fig. 17.

Der Probekörper  $P$  muß parallel zur Schneide stehen, er soll in verschiedene ausmeßbare Entfernungen von der Schneide

1) Es wurden Probekörper verschiedener Dicke und Länge benutzt. Wir geben oben nur das System an, mit welchen die definitiven Messungen ausgeführt wurden.

gebracht werden können und entweder genau in der durch die Schneide gehenden Symmetrielinie des Magnetfeldes oder in meßbaren Abständen darunter oder darüber liegen. Da das Feld außerdem längs der ganzen Schneide ausgemessen werden soll, so muß das System so aufgehängt sein, daß es in fünf verschiedenen Richtungen justiert werden kann, nämlich: *Verschiebung* längs der Schneide, in der Höhe und in der Richtung der Kraftlinien, und *Drehung* zur Parallelrichtung mit der Schneide in der horizontalen (Kraftlinien-)Ebene und in der zum Feld vertikalen Ebene. Die dritte und letzte Drehungsmöglichkeit des Systems, die um eine parallel zur Schneide verlaufenden Achse, wird zur Messung verwendet, indem das ganze Apparätschen (Fig. 17) so gehalten ist, daß  $S MG$  parallel zur Schneide verläuft.

Zur Ausführung dieser fünf Verschiebungen bzw. Drehungen ist das System mit dem oberen festen, die Silberschlingen tragenden Haltestab an einem Schmidt-Haenschschen Kristallgoniometertisch so gehalten, daß der Stab in die Tischachse kommt, welche horizontal gelegt ist; dieser Drehtisch hat selbst zwei aufeinander senkrechte Schlitten und ist noch an einem weiteren, die dritte Verschiebung ermöglichenen Schlitten gehalten.

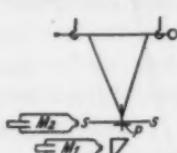


Fig. 18.

Die Justierung und ihre Prüfung, sowie die Entfernung des Systems von der Schneide wird mit zwei Mikroskopen mit Okularmikrometer ausgeführt. In Fig. 18 ist  $SS$  die Längsseite der Schneide,  $P$  das System der magnetischen Wage.  $M_1$  visiert  $SS$  und  $P$  über ein total reflektierendes

Prisma an, während  $M_2$  die Lage des Systems relativ zur Symmetrieebene des Feldes, welche in Fig. 18 durch  $SS$  senkrecht zur Zeichenebene verläuft.

Zunächst wurde festgestellt, daß die Aufhängung ohne Wismutstäbchen  $P$ , jedoch schon mit dem zur Ankittung desselben zu verwendenden Schellack keine ponderomotorische Kraft im Magnetfeld erfuhr. Sodann wurde das Stäbchen  $P$  an die Wage angekittet und zwischen die Pole gebracht, so daß ohne Feld das ganze System senkrecht und frei hing. Bei Erregung des Feldes wird  $P$  von der Schneide  $S$  abgestoßen, Fig. 19;  $P$  schlägt an dem der Schneide gegenüberliegenden

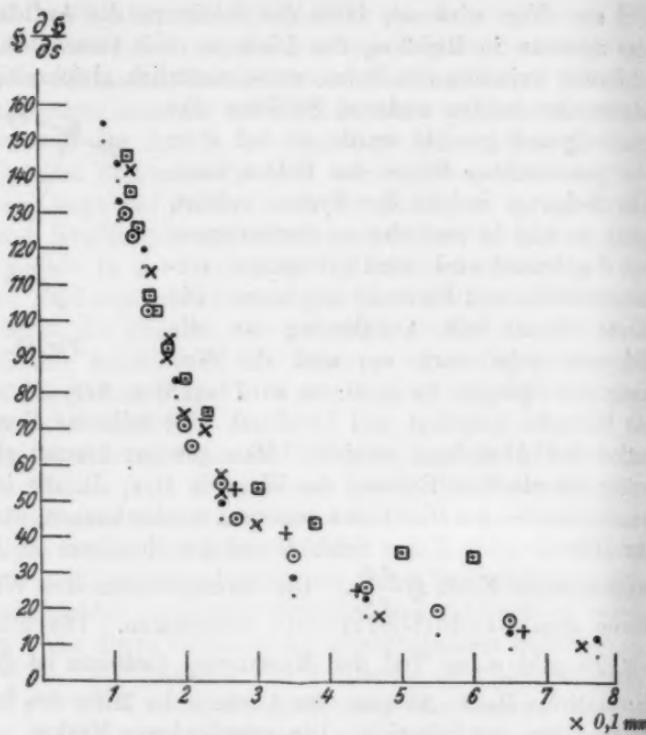
Pol an. Nun wird mit Hilfe des Schlittens die Aufhängung des Systems in Richtung des Pfeils so weit verschoben, daß  $P$  freilag zwischen den Polen, wobei natürlich gleichzeitig mit einem der beiden anderen Schlitten das ganze System gesenkt wurde, so daß  $P$  in der gewünschten Ebene des Feldes blieb. Die Neigung, welche das System erfährt, wenn es nun in verschiedene Entfernungen von  $\delta$  gebracht wird, wird mit Spiegel, vertikaler Skala und Fernrohr abgelesen. Die Kraft nimmt mit Annäherung an die Schneide sehr stark zu; wird die Neigung des Spiegels zu groß, so wird auf den Arm  $M$  bei  $K$  ein Gewicht aufgelegt und hierdurch eine teilweise Kompen-sation der Abstoßung erreicht. Man gewinnt hiermit gleichzeitig die absolute Eichung der Wage in Dyn, da alle in Betracht kommenden Hebelarme gemessen werden können, nämlich der Hebelarm  $M_0 K$  der Kraft  $K$  und der Hebelarm  $M_0 P$  der magnetischen Kraft  $\frac{d\mathfrak{H}}{ds}$ . Die Suszeptibilität des Wismut wurde dem Landolt-Börnstein entnommen. Die folgende Fig. 20 gibt einen Teil der Messungen. Ordinate ist  $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s}$  in relativem Maße, Abszisse der Abstand der Mitte des Drähtchens  $P$  von der Schneide. Die verschiedenen Marken in der Kurve haben folgende Bedeutung: Zunächst sind alle Messungen, bis auf die mit  $\square$  bezeichneten bei einem Polabstand von 1,5—2 mm gemacht, die  $\square$  bei 1,0 mm Polabstand. Der Abstand bei den Versuchen, die zur Berechnung nachher herangezogen werden, lag zwischen 1,0 und 1,5 mm.

Die zweite Kurve Fig. 21 zeigt den Verlauf von  $\text{grad } \mathfrak{H}^2$  in der Symmetrieebene (+++), und 1 mm und 2 mm oberhalb (oder unterhalb) der Symmetrieebene. In den beiden letzten Fällen gab es bei Abständen unter 0,17 bzw. 0,27 mm keine stabile Lage mehr.

Die Messung des Feldes  $\mathfrak{H}$  erfolgte durch Bestimmung der Widerstandsänderung eines 2 cm langen, gerade gespannten Wismutdrahtes von 0,1 mm Durchmesser ( $w_0 = 2,35 \Omega$ ), welcher mit derselben Justierungsvorrichtung wie die magnetische Wage an jede gewünschte Stelle des Feldes gebracht werden konnte.



Fig. 19.



- • • Messungen in der Symmetrieebene ganz am Ende der Schneide
- × × × Messungen in der Symmetrieebene in der Mitte der Schneide
- ○ ○ Messungen in der Symmetrieebene zwischen Mitte und Ende der Schneide
- ++ + Messungen in der Symmetrieebene wie ○ ○ ○ nach ganz neuer Justierung mit neuem System.

teils am gleichen Tag  
teils an verschiedenen Tagen

Fig. 20.

Die Kombination beider Messungen ergibt die Inhomogenität als Funktion des Abstandes  $s$  ( $s = 0$  ist die Schneide).

$s$ mm	$H \frac{\partial H}{\partial s}$	$H \times 10^{-3}$	$\frac{\partial H}{\partial s} \times 10^{-4}$	$(\frac{\partial H}{\partial s} \times 10^{-4})$
0,15	4,13	17,5	23,6	(20,0)
0,20	3,00	16,5	18,2	(15,0)
0,30	2,04	15,0	13,6	(10,0)
0,40	1,57	14,0	11,2	( 6,0)
0,60	0,93	12,8	7,6	

Die in der letzten Spalte stehenden eingeklammerten Werte geben die aus  $\Delta \tilde{H}$  und  $\Delta s$  berechnete Inhomogenität, wie man sieht, in Anbetracht der Ungenauigkeit dieser Methode,

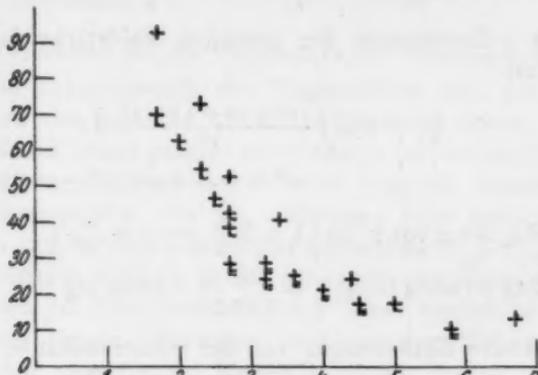


Fig. 21,

in hinreichender Übereinstimmung mit den direkt gemessenen Werten.

Zur Kontrolle der Feldausmessung wurde  $\frac{\partial \tilde{H}}{\partial s}$  in der Symmetrieebene der Schneide nach der Stefanschen Methode berechnet. Wir machen die Symmetrieebene zur  $xy$ -Ebene eines Cartesischen Koordinatensystems und die unendlich lange Schneidenkante zur  $y$ -Achse (vgl. Fig. 22). Wir nehmen an, daß die Schneide bis zur Sättigung magnetisiert ist und daß die Magnetisierung überall die Richtung der  $x$ -Achse hat. Das magnetische Moment der Volumeneinheit sei  $\mu_0 = \sim 1725 \text{ CGS}$ . Ist  $\gamma$  der halbe Schneidenwinkel, so ist die Dichte des freien Magnetismus an der Oberfläche der Schneide  $\mu_0 \sin \gamma$ .

Ein der  $y$ -Achse paralleler Streifen der Oberfläche von der Breite  $ds$  erzeugt also in der Entfernung  $r$  eine Feldstärke

$$d\tilde{H} = \frac{2\mu_0 \sin \gamma ds}{r} .$$

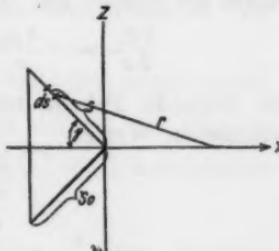


Fig. 22.

Die  $x$ -Komponente ist für irgendeinen Punkt der Symmetrieebene

$$d \tilde{H}_x = \frac{2\mu_0 \sin \gamma d s}{r} \cdot \frac{x + s \cos \gamma}{r}$$

und die  $x$ -Komponente der gesamten Feldstärke in diesem Punkte ist

$$\tilde{H}_x = 4\mu_0 \int_0^{s_0} \frac{\sin \gamma (x + s \cos \gamma)}{r^3} ds$$

$$r^2 = (x + s \cos \gamma)^2 + (s \sin \gamma)^2$$

$$\tilde{H}_x = 2\mu_0 \sin \gamma \cos \gamma \left\{ \ln \left[ 1 + 2\frac{s_0}{x} \cos \gamma + \frac{s_0^2}{x^2} \right] \right. \\ \left. + 2 \operatorname{tg} \gamma \left[ \operatorname{arctg} \left( \operatorname{cotg} \gamma + \frac{s_0}{x \sin \gamma} \right) - \operatorname{arctg} \operatorname{ctg} \gamma \right] \right\}.$$

Für so kleine Entfernungen von der Schneidenkante, daß  $\frac{s_0}{x}$  sehr groß wird, wird

$$\tilde{H}_x = 4\mu_0 \sin \gamma \cos \gamma \ln \frac{s_0}{x},$$

also

$$\frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial x} = -4\mu_0 \sin \gamma \cos \gamma \frac{1}{x}$$

$\frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial x}$  wird ein Maximum für  $\gamma = \frac{\pi}{4}$ , d. h. wenn der Schneidenwinkel ein rechter ist. In diesem Falle wird

$$\frac{\partial \tilde{H}_x}{\partial x} = -\frac{2\mu_0}{x} = -\frac{3450}{x} \text{ Gauss cm}^{-1}.$$

Die folgende Tabelle vergleicht die so berechneten mit den gemessenen Werten

$x$	$\frac{\partial \tilde{H}}{\partial x} \times 10^{-4}$ .	
	$\frac{\partial \tilde{H}}{\partial x}$ beob.	$\frac{\partial \tilde{H}}{\partial x}$ ber.
0,1	—	34,5
0,15	23,6	23,0
0,20	18,2	17,2
0,30	13,6	11,5
0,40	11,2	8,6

Die Berücksichtigung der Wirkung des anderen spaltförmigen Poles, die hier bei größerem  $x$  die Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werten verschlechtert, verbessert

die Übereinstimmung und verringert die Änderung des Gradienten mit  $x$ . Die Berücksichtigung dieser Variabilität des Feldgradienten wird im folgenden Kapitel bei der Berechnung der Ablenkung der Atome behandelt.

### § 7a. Korrektion für die Variabilität der Inhomogenität.

Da die Inhomogenität des Magnetfeldes sich mit dem Abstand von der Schneide ändert, kommen die Atome, auch wenn der Strahl genau parallel zur Schneide justiert ist, infolge ihrer Ablenkung im Laufe der Bahn in Regionen verschieden großer Inhomogenität. Da die Ablenkung sehr klein, etwa  $\frac{1}{10}$  mm ist und der Strahl in solcher Entfernung ( $\frac{3}{10} - \frac{8}{10}$  mm) von der Schneide verläuft, in der die Inhomogenität nicht sehr stark variiert, ist diese Korrektion nur klein; wenigstens beim abgestoßenen Strahl. Trotzdem muß zur quantitativen Berechnung des magnetischen Momentes dieser Einfluß berücksichtigt werden. Dies geschah in der Weise, daß die Änderung der Inhomogenität bei der kleinen Verlagerung der Atomstrahlbahn als lineare Funktion der Entfernungsänderung von der Schneide angesetzt wurde, d. h.

$$\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} = \left( \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \right)_0 + \frac{s}{s_l} \left[ \left( \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \right)_l - \left( \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \right)_0 \right].$$

Hierin bedeutet  $s$  die Ablenkung des Strahles im Magnetfeld senkrecht zur Strahlrichtung, die also eine Funktion des Weges  $l$  im Magnetfeld ist.

$\left( \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \right)_0$  ist die Inhomogenität an Stelle des unverlagerten Strahles, d. h. beim Magnetversuch am Anfang des Strahles ( $l = 0$ ) beim Eintritt ins Magnetfeld,  $\left( \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \right)_l$ , die Inhomogenität an der Stelle  $l$ .

Die Beschleunigung  $\frac{d^2 s}{dt^2}$  der Atome ist dann ebenfalls eine lineare Funktion von  $s$

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = a + b s,$$

wobei  $a = \frac{M}{M} \left( \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \right)_0$  (M das magnetische Moment pro Mol.; Bohrsches Magneton pro Mol.)  
 $b = \frac{M}{M} \left[ \left( \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \right)_l - \left( \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial s} \right)_0 \right] \frac{1}{s_l}$  (M das Atomgewicht).

Daraus ergibt sich

$$s = \frac{1}{2} a t^2 + \frac{1}{24} b a t^4 + \dots$$

Also:

$$\begin{aligned} s &= \frac{1}{2} a t^2 \left( 1 + \frac{1}{12} b t^2 \right) \\ &= \frac{1}{2} \frac{M}{M} \left( \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial s} \right)_0 t^2 \left[ 1 + \frac{1}{12} \frac{\left( \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial s} \right)_1 - \left( \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial s} \right)_0}{\left( \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial s} \right)_0 \cdot s_1} \frac{M}{M} t^2 \right] \end{aligned}$$

### § 8. Berechnung des Magnetons.

Die Berechnung des magnetischen Momentes des Silberatoms wurde in folgender Weise vorgenommen: für den betreffenden Versuch wurden der Abstand des Strahles von der Schneide bestimmt und die dazu gehörigen Werte von  $\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial s}$  aus den Messungen § 7 ermittelt. Ferner wurde die Ablenkung  $s$  so bestimmt, daß die Verlagerung der *Mitte* des Strahles unter dem Einfluß des Magnetfeldes ausgemessen wurde. Die Zeit  $t$ , welche der Atomstrahl zum Durchlaufen des Magnetfeldes braucht, ergibt sich aus der Länge des Feldes und der Geschwindigkeit der Atome.

Da nach § 1 sich im abgelenkten Atomstrahl die Bilder für verschiedene Geschwindigkeiten überlagern, ist es unsicher, welcher mittlere Geschwindigkeitswert der Mitte des abgelenkten Strahles zuzuordnen ist. Wir glauben diese Schwierigkeit dadurch überwunden zu haben, daß wir für die Geschwindigkeit denjenigen Wert einsetzen, welcher sich aus den direkten Messungen dieser Geschwindigkeit unter ganz analogen Bedingungen — Ablenkung durch Corioliskraft und Ausmessung der Mitte des abgelenkten Streifens — ergab.<sup>1)</sup> Dieser Wert lag etwa in der Mitte zwischen

$$\sqrt{\frac{8 R T}{M}} \quad \text{und} \quad \sqrt{\frac{4 R T}{M}}.$$

Für die Berechnung wurde also der Wert  $\sqrt{\frac{5 R T}{M}}$  eingesetzt.

Die Temperatur des verdampfenden Silbers betrug, wie

1) O. Stern, Zeitschr. f. Phys. 2. S. 49. 1920; 3. S. 417. 1920.

nachträglich durch Thermoelementmessung unter den gleichen Bedingungen wie bei den Versuchen festgestellt wurde, rund  $1050^{\circ}\text{C}$  mit einem maximalen Fehler infolge von Temperaturschwankungen während der langen Versuchsdauer von  $30^{\circ}$ .

Schließlich wurde für das magnetische Moment ein Bohrsches Magneton (pro Mol.) = 5600 CGS angenommen. Aus diesen Daten wurde aus der oben (S. 698) abgeleiteten Formel die theoretisch zu erwartende Ablenkung berechnet. Es wurden nur die abgestoßenen Strahlen zur Berechnung verwendet, weil bei den angezogenen Strahlen infolge der unregelmäßigen Verbreiterung, wie sie besonders deutlich aus Fig. 14 ersichtlich ist, die Mitte der Ablenkung nicht mit der genügenden Sicherheit festzustellen war. Eine Korrektion wegen der diamagnetischen Abstoßung ist nicht erforderlich, da dieselbe auch im ungünstigsten Fall mehrere tausendmal kleiner als die beobachtete Abstoßung ist. Die Ausmessung und Berechnung von den Aufnahmen Nr. 14 und Nr. 15 führte zu den Werten der folgenden Tabelle:

Nr. der Aufnahme	Entfernung des unabgelenkten Strahles von der Schneide	Mittlere Ablenkung des abgestoßenen Strahles	
		berechnet	beobachtet
15	0,32 mm	0,10 <sub>4</sub> mm	0,10 <sub>2</sub> mm
14	0,21 mm	0,14 <sub>6</sub> mm	0,15 mm

Die Genauigkeit der Messungen schätzen wir auf 10 Proz. Innerhalb dieser Fehlergrenzen zeigen also die Versuche, daß das Silberatom im Normalzustand ein Bohrsches Magneton hat.

### § 9. Ergebnis.

Die im vorstehenden mitgeteilten Versuche erbringen

1. den experimentellen Nachweis der Debye-Sommerfeld-schen magnetischen Richtungsquantelung
2. die experimentelle Bestimmung des Bohrschen Magnetons.

Schließlich möchten wir dem Institutsmechanikermeister Hrn. Adolf Schmidt für seine unermüdliche und verständnisvolle Hilfe unseren aufrichtigen Dank sagen.

Frankfurt a. M. und Hamburg, 1923.

(Eingegangen 26. März 1924.)

**2. Der Nachweis stehender Lichtwellen  
als Vorlesungsversuch;**  
**von K. Leistner und W. Möbius.**

Die ursprünglichen Wienerschen<sup>1)</sup> Versuche zum Nachweis stehender Lichtwellen sind für einen Vorlesungsversuch wenig geeignet, weil sie keine unmittelbare Beobachtung der auftretenden Interferenzstreifen gestatten. Auch ist die Herstellung der photographisch wirksamen Schicht nicht ganz einfach. Es war daher von Interesse, eine möglichst einfache Anordnung zur unmittelbaren Beobachtung der stehenden Wellen zu beschaffen. Die von Drude und Nernst<sup>2)</sup> vorgeschlagene Anordnung, welche die Fluoreszenzwirkung des ultravioletten Lichtes verwendet, bedarf einer Quarzoptik und hat sich wohl aus diesem Grunde nicht allgemein eingebürgert. Selényi<sup>3)</sup> ersetzt die photographische Schicht durch eine Schicht kleiner Schwefelteilchen, die durch Lord Rayleighsche Beugung die Maxima der stehenden Wellen sichtbar machen. Er bemerkt aber dazu, daß die Erscheinung, die dann beobachtet wird, nicht völlig eindeutig sei, weil noch die von ihm gefundenen „den Wienerschen reziproken“ Interferenzstreifen auftreten können, bei denen ein Strahl vom Teilchen unmittelbar, der andere auch vom Teilchen, jedoch nach Reflexion am Spiegel zum Auge gelangt. Er fordert zur Eindeutigkeit des Versuchs, daß man die Wienerschen Streifen müsse von hinten beobachten können, und ändert ihn zu diesem Zwecke so ab, daß einfallender und reflektierter Strahl aufeinander senkrecht stehen. Endlich hat der eine von uns<sup>4)</sup> eine Anordnung ausgearbeitet, bei der beide Strahlen gegeneinander

1) O. Wiener, Wied. Ann. d. Phys. 40. S. 203. 1890.

2) P. Drude u. W. Nernst, Wied. Ann. d. Phys. 45. S. 460. 1892.

3) P. Selényi, Ann. d. Phys. 35. S. 444. 1911. Ausführlicher in Math. u. naturw. Berichte aus Ungarn 27. S. 76. 1912.

4) K. Leistner, Ann. d. Phys. 74. S. 325. 1924.

laufen und die stehenden Wellen in beträchtlicher Entfernung von den zwei Spiegeln zustandekommen. Er hat die Interferenzstreifen zuerst durch abgebeugtes Licht, dann auch photographisch nachgewiesen. Hier können weder Newtonsche noch Selényische Streifen stören, aber der Aufbau des Versuchs erfordert viel Zeit und das macht ihn für Vorlesungszwecke ungeeignet.

Wir glauben nun auf Grund angestellter Beobachtungen, daß die von Hrn. Selényi befürchtete Unklarheit in der Deutung der auftretenden Streifen doch nicht so bedenklich ist, daß man deshalb von der Verwendung dieser Anordnung als Vorlesungsversuch absehen müßte. Es schien uns um so mehr erwünscht, dieses Bedenken zu zerstreuen, als es sich um eine, wenn auch nicht aus großer Ferne sichtbare, so doch rasch und einfach zusammenstellbare Demonstration einer wichtigen physikalischen Erscheinung handelt. Man hat nur einen Spiegel und eine nach Selényi mit Schwefelteilchen überzogene Glasplatte in derselben Weise zusammenfügen, wie es O. Wiener bei seiner photographischen Anordnung angegeben hat, und das Plattenpaar dann an den Ort eines Spektrums, etwa dort, wo es scharf eingestellt ist, zu bringen, um die Streifen auftreten zu sehen.

Daß diese Streifen nicht Newtonscher Art sind, sieht man, auch ohne Benzol zwischen die Platten zu bringen, daraus, daß sie bei jeder Blickrichtung zu sehen sind bis nahe zur streifenden Beobachtung der Plattenoberfläche, sowie auch daraus, daß eine Platte ohne Schwefel nur schwache, nach sorgfältiger Reinigung gar keine Streifen erkennen läßt. Man kann sich auch davon überzeugen, daß die Streifen, wie man das bei den stehenden Wellen verlangen muß, ortsfest sind, also bei Veränderung der Blickrichtung nicht auf der Platte wandern. Man kann das besonders dann gut feststellen, wenn man Benzol zwischen die Platten bringt, von der schmalen Kante her beobachtet und auf dem Silberspiegel eine kleine Marke anbringt. Eine schwache Lupe erleichtert noch diese Beobachtung.

Es läßt sich aber auch zeigen, daß die Streifen, wenigstens im wesentlichen, nicht Selényischer Art sind. Denn wenn man den Silberspiegel durch eine Glasplatte ersetzt, erscheinen

sie ebenfalls und können nun auch, wie Selényi es fordert, von hinten beobachtet werden, und zwar ebenfalls fast bis zur streifenden Beobachtung der Plattenoberfläche. Daß der Unterschied in der Lichtstärke der hellen und dunklen Streifen bei Beobachtung von hinten kleiner ist als bei Beobachtung von vorn, läßt sich dadurch erklären, daß die Teilchen vermutlich (sonst würde das abgebeugte Licht wohl nicht zur Beobachtung ausreichen) von solcher Größe sind, daß sie in der Richtung des erregenden Lichtes mehr Licht abbeugen als in der entgegengesetzten Richtung.<sup>1)</sup> Denn wenn man von dem einfallenden Lichte zunächst den Anteil berücksichtigt, der dem am Glase reflektierten gleich ist, so bilden diese beiden zusammen die stehenden Wellen, und man darf wohl annehmen, daß unter ihrem Einfluß die kleinen Teilchen nach beiden Richtungen gleichviel Licht abbeugen und die Interferenzstreifen von vorn wie von hinten betrachtet den gleichen Eindruck machen würden. Nun bleibt aber noch der sehr erhebliche Anteil des einfallenden Lichtes übrig, der an der Bildung der stehenden Wellen nicht teilnimmt. Er liefert nach der Mieschen Theorie<sup>1)</sup> in der Richtung des erregenden Lichtes, also bei Beobachtung von der Rückseite der Platten her, mehr abgebeugtes Licht als bei Beobachtung von vorn. Da nun diese Wirkung den hellen wie den dunklen Streifen der stehenden Wellen überlagert ist, wird der relative Helligkeitsunterschied der hellen und dunklen Streifen bei Beobachtung von vorn größer sein als bei Beobachtung von hinten. Mit einem durchsichtigen Silberspiegel sind die Streifen auch von hinten besser zu sehen. Wenn man übrigens das Plattenpaar herumdreht, so daß die leere Platte der Lichtquelle zugekehrt ist, sieht man von hinten die Selényischen Streifen.

Leipzig, Physik. Inst. d. Univ., April 1924.

1) G. Mie, Ann. d. Phys. 25. S. 877. 1908. Daß dieses ursprünglich für Goldteilchen abgeleitete Ergebnis wenigstens qualitativ auch für andere Teilchen gelte, wird auch anderwärts angenommen. Vgl. z. B. A. Szegvari, Zeitschr. f. Phys. 21. S. 349. 1924.

(Eingegangen 12. April 1924.)

*3. Versuche über den Beginn der Glimmentladung  
in Wasserstoff und Luft;  
von Kurt Oelkers.*

(Hallesche Doktordissertation.)

**Ziel der Untersuchung.**

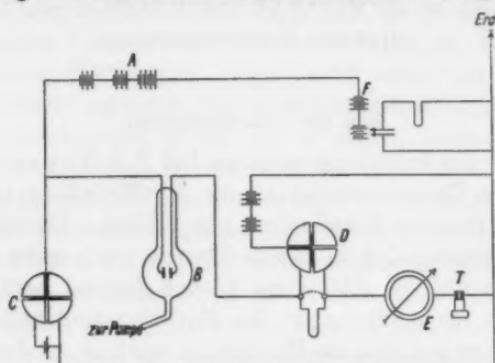
1. Für die Entladungsvorgänge hat J. S. Townsend<sup>1)</sup> eine sehr schöne Theorie entwickelt, die die Entladung im ganzen und auch manche Einzelheiten gut erklärt. Trotzdem kann man wohl sagen, daß in dieser Theorie noch nicht alle Umstände, die auf die Entladung Einfluß haben, berücksichtigt sind. Nach ihr müßte, wenn das Entladungspotential erreicht ist, der Strom sogleich ins Unendliche wachsen, und es dürften keine höheren Spannungen mehr möglich sein. Die Erfahrung lehrt dagegen, daß der eigentlichen Entladung schon bei niedrigeren Spannungen entladungsartige, aber nur kurz andauernde Stromstöße vorhergehen. Besonders eingehend wurden diese der eigentlichen Entladung vorhergehenden Erscheinungen bei niedrigen Drucken von E. Reiche<sup>2)</sup> untersucht. Gegen seine Versuche kann man noch den Einwand machen, daß in dem etwas kompliziert gebauten Entladungsgefäß Fettschliffe nicht vermieden waren, deren Folgen Fettdämpfe im Gase und unsaubere Oberflächen sein mußten. Die folgende Arbeit schließt sich an Reiche an. Ich benutzte fast dieselbe Versuchsanordnung, aber das Entladungsgefäß war wesentlich einfacher gebaut, und es wurde besonderer Wert auf die Fernhaltung von Fettdämpfen gelegt. Außerdem waren die Elektroden auswechselbar. Auch die Gasfüllung konnte geändert werden: Wasserstoff und Luft. Auf Entfernung der Wasserdämpfe wurde keine besondere Sorgfalt verwendet.

1) J. S. Townsend, Phil. Mag. (6) 5. S. 389. 1903.

2) E. Reiche, Ann. d. Phys. 52. S. 109. 1917.

### Versuchsanordnung und Apparate.

2. Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 dargestellt. Die Stromquelle war eine im Hörsaal des Instituts aufgestellte Hochspannungsbatterie (*A*), von der zwei gut isolierte Leitungen zur Apparatur führten, um leicht das Vorzeichen der angelegten Spannung wechseln zu können. Ein Pol der Hochspannungsbatterie lag direkt an einer Elektrode des Entladungsgefäßes *B*.



Versuchsanordnung

Fig. 1.

mit der auch das Spannungselektrometer verbunden war. Bei stärkeren Strömen wurde kurz vor der Elektrode noch ein Wasserwiderstand als Sicherung gegen Lichtbogenentladung eingeschaltet. Die andere Elektrode war durch die beiden Strommeßinstrumente *D* und *E* und eine Zusatzbatterie *F* mit dem zweiten Pol der Hochspannung verbunden. Zwischen Strommeßinstrument und Zusatzbatterie lag die Erdung. Das Stück des Stromkreises vom Entladungsgefäß zu den Strommeßinstrumenten wurde durch eine 3 cm weite geerdete Bleiröhre elektrostatisch geschützt.

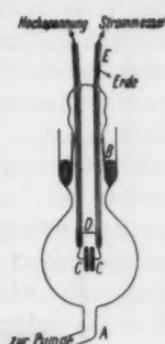
3. Eine Abbildung des Entladungsgefäßes ist in Fig. 2 gegeben. Das kugelförmige Glasgefäß hat einen Durchmesser von 8 cm. Das untere Ansatzrohr *A* dient zum Evakuieren und Füllen des Gefäßes mit Wasserstoff oder Luft, und oben läuft das Gefäß in einen weiten Rohrstumpf *B* aus, in den ein Schliff eingesetzt wird, der die Elektroden trägt. Die Zuleitungsdrähte sind mit Glas umgeben. Der Schliff ist leicht

herauszunehmen, um die Elektroden zu reinigen und auszuwechseln. Verwendet wurden Elektroden aus Aluminium, Kupfer, Stahl und Silber. Sie hatten einen Durchmesser von 2 cm und eine Dicke von .3 mm. Nachdem sie mit dem feinsten Sandpapier abgeschmirgelt und mit Alkohol abgetupft waren, wurden sie auf Gewinde, die am Ende der Zuführungsdrähte eingeschnitten waren, aufgeschraubt. Sie standen bei allen Versuchen im Abstand von 2 mm einander planparallel gegenüber. Über der Entladungsstrecke befand sich, an den Glaskörpern angebunden, ein Platinblech *D*, auf dem Polonium elektrolytisch niedergeschlagen war als Ionisator. Um die Glaskörper mit der Zuführung zur geerdeten Elektrode wurde ein geerdeter Schutzring *E* aus Stanniol gelegt, um einen etwaigen Elektrizitätsübergang in der Oberflächenhaut des Glases zu verhindern.

Zum Evakuieren des Entladungsgefäßes diente eine Sprengelsche Quecksilberpumpe. In Fig. 3 ist die Rohrverbindung vom Entladungsgefäß zur Pumpe und zum Wasserstoffentwicklungsapparat gezeichnet.

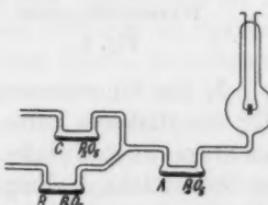
Um das Gas zu trocknen, wurden an mehreren Stellen der Glasapparatur Röhrchen mit Phosphorpentoxyd eingesetzt (Fig. 3 bei *A*, *B* und *C*). Zur Vermeidung von Fettämpfen wurde von der Verwendung von Hähnen abgesehen und die Schlässe mit Phosphorpentoxyd abgedichtet mit Ausnahme des großen Schliffes am Entladungsgefäß, der mit Gummifett gedichtet war, damit er leicht herausgenommen werden konnte.

Der Wasserstoffentwicklungsapparat und seine Verbindung mit dem Entladungsgefäß ist in Fig. 4 dargestellt. Der Wasserstoff wurde in der elektrolytischen Zelle *C* entwickelt, durch ein Röhrchen mit Phosphorpentoxyd hindurchgeleitet und trat aus einer feinen Glasspitze durch das Quecksilber des Baro-



Entladungsgefäß

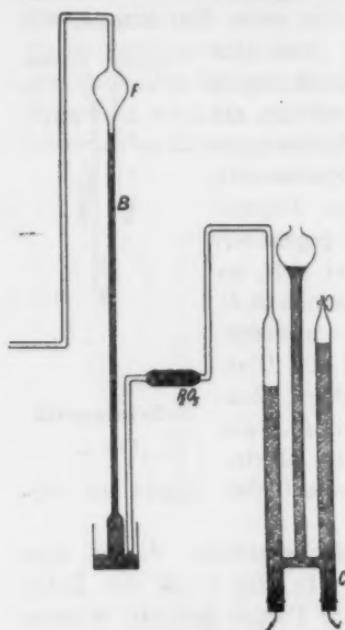
Fig. 2.



Trocknungsvorrichtung

Fig. 3.

meterrohres *B* in den Apparat ein. Oberhalb des Barometerrohres befand sich ein Quecksilberfang *F*, um das Hineinspritzen von Quecksilber in die Apparatur zu verhindern. Vor dem Gebrauch wurde die ganze Glasapparatur und das Quecksilber gründlich gereinigt und gut getrocknet.



Wasserstoffapparat

Fig. 4.

4. Als Spannungsmesser diente ein Quadrantelektrometer von Ruhmkorff-Carpentier, dessen Nadel mit der nicht geerdeten Elektrode des Entladungsgefäßes verbunden wurde und an dessen Quadranten ein Kalomelement gelegt war, dessen einer Pol an dem Erdungspunkt lag. Die Nadel war an einem Kupferlamettafaden aufgehängt. Bei einem Skalenabstand von etwa 1 m konnte man Spannungen bis 600 Volt messen. Im Hauptmeßbereich von 250 bis 500 Volt war die Messung bis auf  $\frac{1}{10}$  Volt genau.

5. Zur Strommessung wurden zwei Instrumente verwandt. Für die stärkeren Ströme diente ein Drehspulengalvanometer von Siemens & Halske. Der Ausschlag war genau proportional der Stromstärke, die Empfindlichkeit  $7,5 \cdot 10^{-10}$  Amp. pro Skalen teil. Das Instrument hatte einen Widerstand von 10000 Ohm. Um stärkere Ströme bis zur Größenordnung  $10^{-4}$  Amp. messen zu können, wurden geeignete Nebenschlüsse verwandt. Die schwächeren Ströme beim Beginn der Stoßionisierung wurden mit einem Dolezalekschen Quadrantelektrometer gemessen, welches einen großen Flüssigkeitswiderstand als Nebenschluß hatte. Ich nahm dazu Amylalkohol mit einem kleinen Zusatz von Cadmiumjodid in engen Kapillaren. Die Widerstände hatten U-Form und waren an den Enden auf  $\frac{1}{2}$  cm erweitert zur Aufnahme der Elektroden aus Cadmiumdraht. Durch

verschiedene Wahl der Weite und Länge der Kapillaren wurden verschiedene große Widerstände hergestellt von der Größenordnung  $10^8$ — $10^9$  Ohm. Die Enden jeder Röhre wurden mit Paraffin geschlossen und die ganze Röhre wurde mit Paraffin überzogen, um Elektrizitätsleitung in der Oberflächenhaut des Glases zu verhindern. Zur Ladung der Elektrometernadel diente eine Zamboni-Säule. Das Stromelektrometer wurde so geeicht, daß bei größeren Strömen, also bei kleinerem Widerstand im Nebenschluß, der Ausschlag des Elektrometers direkt mit dem des Galvanometers verglichen wurde. Bei kleineren Strömen wurde derselbe Strom durch einen großen und einen kleinen Amylalkoholwiderstand hintereinander hindurchgeleitet, das Elektrometer wurde erst neben den kleinen, dann neben den großen Widerstand geschaltet, und so wurden die großen Widerstände auf die kleinen reduziert. Ich ging bis zu einer Empfindlichkeit von  $3,1 \cdot 10^{-12}$  Amp. pro Skalenteil. Bei den Versuchen lagen beide Strommeßinstrumente immer hintereinander. Bei stärkeren Strömen wurde das Elektrometer kurz geschlossen und nur mit dem Galvanometer gemessen. Zeitweilig wurde zwischen dem Galvanometer und dem Erdungspunkt noch ein Telefon eingeschaltet (Fig. 1 bei T).

6. Die Hochspannungsbatterie im Hörsaal (Fig. 1 bei A) war eine Batterie von Klingelfuss und bestand aus 24 Abteilungen zu je 40 Volt. Zum feineren Variieren der Spannung diente eine Zusatzbatterie aus mehreren Kästen derselben Art (Fig. 1 bei F). Diese Zusatzbatterie wurde mit dem Erdungspunkt mit Hilfe eines Drahtes verbunden, der an einer Stoppnadel angelötet war. Die Nadel steckte in einem isolierenden Griff und wurde in die je zwei Elemente verbindenden Bleiblechstreifen hineingesteckt. Man konnte so die Spannung stufenweise um 2 Volt oder ein Vielfaches vergrößern oder verkleinern. Um zu verhindern, daß beim Zu- oder Abschalten von Elementen der Strom unterbrochen wurde, benutzte ich zwei Nadeln, von denen die eine durch einen Wasserwiderstand, die andere metallisch mit der Erde verbunden war. Die beiden Nadeln steckten im allgemeinen an derselben Stelle. Wollte man die Spannung ändern, so zog man die metallisch verbundene Nadel heraus und steckte sie an die neue Stelle. Während die Nadel herausgenommen war, war der Strom durch

die Nadel mit dem Wasserwiderstand geschlossen und blieb bei dieser Vorsichtsmaßregel ungeändert. Sobald aber die Nadel an die neue Stelle gesetzt wurde, lag die neue Spannung an dem Entladungsgefäß, weil natürlich das Potential der Erde an der Stelle eintrat, die mit dem Erdungspunkt kurz geschlossen war. Man zog darauf die zweite Nadel nach, so daß beide wieder an derselben Stelle steckten. Als bei späteren Versuchen eine langsame Änderung der Spannung sich als notwendig erwies, wurde ein größerer Akkumulator hinzugeschaltet, der durch einen Widerstand geschlossen war. Auf dem Widerstand befand sich ein Gleitkontakt, der mit dem Erdungspunkt verbunden war. Durch Verschieben dieses Gleitkontaktees konnte man die Spannung kontinuierlich ändern.

#### Versuche mit Aluminiumelektroden in Wasserstoff.

7. Die ersten Untersuchungen wurden mit Aluminiumelektroden in Wasserstoff gemacht. Der Druck im Entladungsgefäß war konstant = 7,4 mm. Bei niedriger Spannung war kein wahrnehmbarer Strom vorhanden, erst bei 386 Volt trat ein merkbarer Strom auf, der dann bei jeder Vergrößerung der Spannung um 2 Volt stark anstieg (Fig. 5 Kurve I). Dabei



Fig. 5.

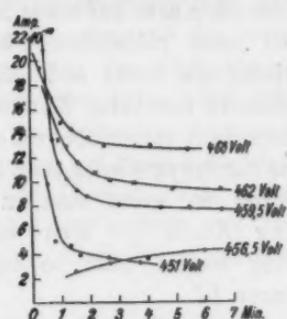
zeigte sich eine sehr charakteristische Erscheinung. Sobald man 2 Volt hinzuschaltete, trat ein Stromstoß ein, das Elektrometer schlug über mehrere Hundert Skalenteile aus. Der Strom ging dann langsam zurück und stellte sich nach einigen Minuten, bei stärkeren Strömen schneller als bei schwächeren, auf einen nahezu konstanten Wert ein. Fig. 6 stellt den zeitlichen Ablauf des Stromes bei verschiedenen Spannungen dar. Eine Wiederholung des Stoßes trat bei niedrigen Spannungen

auch nach langer Zeit nicht ein. Bei Aufnahme der durch Fig. 5 dargestellten Kurven wurde jedesmal nach 3 Minuten abgelesen. Bei kleineren Strömen war der Ausschlag nach 3 Minuten allerdings noch lange nicht konstant geworden, deshalb zeigt der Anfang der untersten Kurve in Fig. 5 regellose Schwankungen. Das Auftreten des anfänglichen Stromstoßes mit darauffolgender nahezu konstanter Einstellung des Instruments wurde bis etwa 470 Volt und  $5 \cdot 10^{-9}$  Amp. immer wieder beobachtet.

Mit dem Auge war von Strömen von der Größenordnung  $5 \cdot 10^{-10}$  an in völlig verdunkeltem Zimmer erst nach längerer Zeit bei schiefem Aufblicken (Stäbchensehen) zwischen den Elektroden ein schwaches Leuchten zu erkennen, das die ganzen Elektroden bedeckte und bei größeren Strömen intensiver wurde. Die Stoße selbst waren als ein Lichtblitz zwischen zwei Punkten der Elektroden, die bei jedem Stoß verschieden waren, zu erkennen. Um den Lichtblitz herum war ein helleres Leuchten bemerkbar, das nach dem Rande der Elektroden zu an Intensität abnahm. Der Lichtblitz war so hell, daß man ihn auch, wenn nicht völlig verdunkelt war, sehen konnte.

Man bekam den Stoß auch bei konstanter Spannung, wenn man gegen das Entladungsgefäß schlug. Vielleicht ist diese Erscheinung dadurch zu erklären, daß beim Erschüttern des Gefäßes die Zuleitungsdrähte in elastische Schwingungen kommen, wobei die Elektroden einander zeitweise etwas genähert werden. Eine Näherung von 0,01 mm ruft eine ebenso große Feldverstärkung hervor wie eine Erhöhung der Spannung um etwas mehr als 2 Volt bei unverändertem Abstand. Durch diese Vergrößerung der Feldstärke könnte die Entladung hervorgebracht sein.

Nachdem ich bei steigender Spannung die Stromspannungs-kurve I (Fig. 5) bis  $19 \cdot 10^{-10}$  Amp. aufgenommen hatte, ging



Aluminiumelektroden in Wasserstoff von 7,4 mm Druck.  
Strombeginn bei Änderung der Spannung um 2 Volt

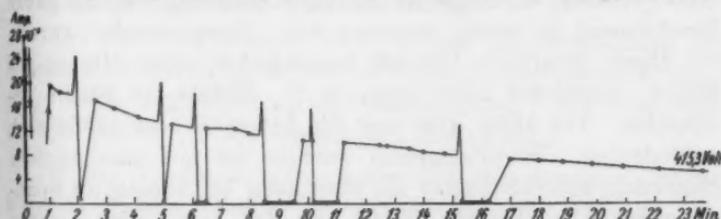
Fig. 6.

ich stufenweise wieder zurück. Es zeigte sich dann eine Art Hysteresis: Die Spannung bei einem bestimmten Wert des Stromes war beim Zurückgehen größer als beim Hinaufgehen. Kurve *II*, Fig. 5, zeigt diese Erscheinung. Sehr bemerkenswert ist, daß man beim plötzlichen Heruntergehen mit der Spannung die Umkehrung der Erscheinung des Stromstoßes bekam, indem nämlich im ersten Augenblick der Strom fast auf Null sank und erst nach einigen Minuten ansteigend seinen konstanten Wert erreichte (Fig. 6 456,5 Volt), der aber geringer war als der Strom bei derselben Spannung bei aufsteigender Kurve. Ging ich dann wieder hinauf, ehe ich auf ganz niedrige Stromstärken gekommen war — in dem durch Kurve *II* dargestellten Versuch ging ich bis  $4 \cdot 10^{-10}$  Amp. zurück —, so kam die Kurve auf etwas höhere Spannungen (Kurve *III*, Fig. 5). Bei jeder plötzlichen Steigerung der Spannung traten hier wieder die Stöße auf. Nach einer Pause von  $2\frac{1}{2}$  Stunden, während der keine Entladung überging und beide Elektroden metallisch verbunden waren, bekam man eine ähnliche Kurve, die durchweg wieder etwa 2 Volt höher lag (Kurve *IV*). Anders wurde es, wenn man zu ganz schwachen Strömen herunterging (Kurve *V*). Wenn man dann nachher wieder die Spannung steigen ließ, so lag die Kurve deutlich etwas tiefer Kurve *VI*.

Diese Erscheinungen lassen sich am besten verstehen, wenn man annimmt, daß sich in der Oberflächenschicht der Metallelektroden starke elektrische Doppelschichten ausbilden, die durch elektrische Ströme im Gase verändert werden. Diese Doppelschichten sind in dem vorher besprochenen Stromspannungsgebiet ausreichend, um die Feldstärke unter die Entladungsfeldstärke herunterzudrücken. Sobald man 2 Volt hinzuschaltet, wird die Entladungsfeldstärke überschritten und die Glimmentladung setzt ein. Diese tötet sich aber selbst, indem der starke Strom eine derartige Vergrößerung der Doppelschichten hervorruft, daß die Feldstärke sofort unter die Entladungsfeldstärke sinkt. Schwache Ströme dagegen setzen die Doppelschichten herab, was man daraus sieht, daß beim plötzlichen Heruntergehen mit der angelegten Spannung sozusagen eine Umkehrung des Stoßes eintritt. Bei der dauernden Stromstärke halten sich offenbar die beiden ent-

gegengesetzten Wirkungen des Stromes auf die Doppelschichten gerade das Gleichgewicht.

8. Eine zweite Versuchsreihe befaßte sich mit den Erscheinungen bei stärkeren Strömen bis zur Glimmentladung. Der Druck im Entladungsgefäß war derselbe wie in der vorigen Versuchsreihe:  $p = 7,4$  mm. Um das Entstehen eines Lichtbogens zu verhindern, wurde unmittelbar vor die Elektrode ein Wasserwiderstand gelegt, der bei schwachen Strömen keinen bemerkbaren Einfluß auf die Erscheinungen hatte, bei starken Strömen aber natürlich einen der Stromstärke proportionalen Spannungsverlust hervorrief. Bei niedrigen Spannungen ergaben sich wieder dieselben Resultate wie früher, jedoch mit dem Unterschiede, daß die einer bestimmten Stromstärke entsprechende Spannung immer etwa 70 Volt niedriger lag. Da die zweite Versuchsreihe mehrere Wochen später als die erste ausgeführt wurde und auch der Gasinhalt des Entladungsgefäßes erneuert worden war, darf man annehmen, daß sich in der Zwischenzeit die Oberflächen der Elektroden verändert hatten, und zwar in der Weise, daß die sich auf ihnen bildenden Doppelschichten schwächer ausfielen als früher. Von einer gewissen Stromstärke an (etwa  $5 \cdot 10^{-9}$  Amp.) änderte sich das Bild. Dann traten die Stoße nicht mehr allein bei plötzlicher

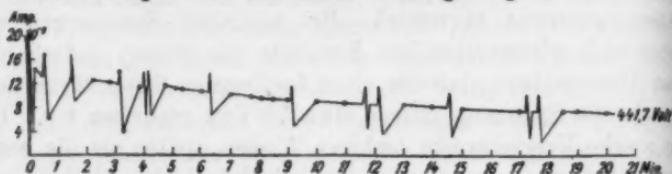


Stromstoße: Aluminiumelektroden in Wasserstoff von 7,4 mm Druck

Fig. 7.

Vergrößerung der elektrischen Spannung ein, sondern sie wiederholten sich auch bei konstanter Spannung von Zeit zu Zeit. Und zwar verlief die Erscheinung so: Der Strom war längere Zeit konstant, begann dann erst langsam, allmählich immer schneller anzuschwellen, häufig unter starken Schwankungen, schließlich setzte plötzlich der Stoß ein. Nach dem Stoß ging der Strom zurück und zwar bis unter den früheren

Wert, nach besonders starken Stößen sogar bis Null. Bald aber begann er wieder zu steigen und erreichte nach etwa 1 Minute die alte Stärke. Ein Beispiel hierfür zeigt die Fig. 7. Unregelmäßige größere und kleinere Stöße folgten erst schneller, dann langsamer aufeinander. Dazwischen sah man einen gleichmäßigen Strom, der nach und nach schwächer wurde, wie dies auch ohne Stöße beobachtet wurde (Fig. 6). In dem in Fig. 7 gebrachten Beispiel ging der Strom im Laufe von 25 Minuten von  $20 \cdot 10^{-8}$  auf  $5 \cdot 10^{-8}$  Amp. herunter. Ein zweites ganz ähnliches Beispiel von Stromstößen bringt Fig. 8.



Stromstöße: Aluminiumelektroden in Wasserstoff von 7,4 mm Druck

Fig. 8.

Die Stärke dieser Stöße wurde dadurch festgestellt, daß man das Galvanometer mit Hilfe eines geeichten Kondensator ballistisch eichte. Sie betrug ungefähr  $0,6 - 1,2 \cdot 10^{-6}$  Coulomb. Alle Versuche, die Stöße zu zählen, scheiterten, weil die ganze Erscheinung zu wenig konstant war. Beispielsweise wurden bei einem derartigen Versuch manchmal in einer Minute gar keiner, manchmal aber schon in  $\frac{1}{4}$  Minute 10 Stöße beobachtet. Vor allem aber war die Intensität der Stöße sehr veränderlich. Im allgemeinen wuchsen sie mit zunehmender Spannung, sehr oft hatten sie aber auch bei konstanter Spannung sehr verschiedene Größe, so daß man keine Grenze zwischen einem richtigen Stoß und einer kleinen Stromschwankung angeben konnte.

Wenn man diese Resultate mit denen von Reiche<sup>1)</sup> vergleicht, so zeigt sich, daß die von mir beobachteten Stöße sehr viel stärker sind. Ferner ist bei meinen Beobachtungen die lange Vorbereitung und Nachwirkung der Stöße sehr charakteristisch, was bei Reiche weniger deutlich hervortritt. Auch haben die Stöße bei Reiche nahezu gleiche Größe und folgen

1) E. Reiche, a. a. O., S. 119 ff.

niemlich regelmäßig aufeinander. Während das Elektrodenmetall bei meinen Versuchen Aluminium war, hatte Reiche Messingelektroden. Der Hauptunterschied unserer Anordnung ist aber jedenfalls darin zu suchen, daß bei Reiche auf den Elektroden eine Fetthaut war, die bei mir fehlte.

Mit weiter wachsender Spannung wurden die Stöße immer häufiger. Neben vielen schwächeren unregelmäßig schwankenden Stößen traten einzelne sehr starke auf, die mit zunehmender Spannung immer intensiver wurden.

Im Telefon hörte man bei den vereinzelten Stößen jedesmal ein Knacken, dem in der Zeit, während der Stoß sich vorbereitete, ein Rauschen vorherging. Auch nach dem Stoß folgte manchmal noch ein Rauschen, das immer schwächer wurde und schließlich ganz aufhörte. Bei hohen Spannungen hörte man ein dauerndes Rascheln, das ab und zu durch ein lautes Knacken übertönt wurde, wenn ein besonders starker Stoß erfolgte.

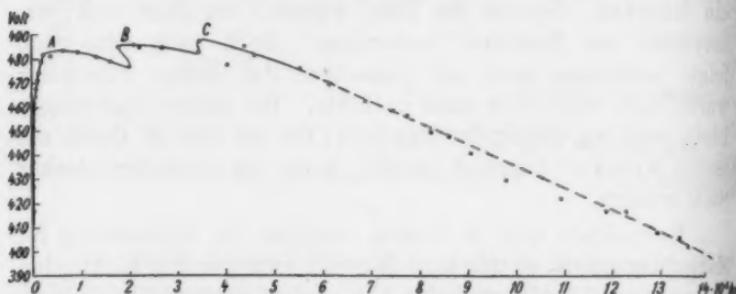
Betrachtete man in diesem Stadium die Erscheinung im Entladungsgefäß, so sah man dauernd zwischen den Elektroden ein unregelmäßig flackerndes Licht ohne bestimmte Struktur, jedoch bei einem besonders starken Stoß jedesmal eine kleine, fadenförmige regelrechte Glimmentladung.

Der Unterschied gegen eine wirkliche Glimmentladung ist folgender: Während die durchschnittliche Stromstärke anwächst, steigt auch zugleich die Elektrodenspannung. Wir sind also in dem Gebiet vor der eigentlichen Entladung.

9. Fig. 9 zeigt in ihrem ersten Teil eine Stromspannungskurve in diesem Gebiet. Die Punkte sind sehr ungenau, da die Stromstärken natürlich nur Durchschnittswerte sind, was auch für die Elektrodenspannung gilt, die infolge des Spannungsverlustes im Wasserwiderstand mit dem Strom stark hin und her schwankt. Jeder der durch einen kleinen Kreis markierten Punkte wurde aufgenommen, nachdem in der Zusatzbatterie (Fig. 1 F) jedesmal 2 Volt zugeschaltet war. Bei A wurde das Gebiet erreicht, wo die Elektrodenspannung mit weiter steigendem Strom abnahm, obwohl auch hier bei jedem Punkt der Kurve 2 Volt zugeschaltet wurden. Bei A fing also die eigentliche Glimmentladung an. Gelegentlich (an den

Stellen *B* und *C*) sprang der Strom jedoch wieder etwas herunter, indem natürlich gleichzeitig die Spannung stieg.

Bei dieser Messungsreihe wurde schließlich noch eine eigentümliche Beobachtung gemacht. Sobald der Strom  $5,5 \cdot 10^{-5}$  Amp. bei der Elektrodenspannung 475 Volt erreicht war, schwoll er, ohne daß weitere Elemente zugeschaltet wurden, spontan an bis auf etwa  $13,5 \cdot 10^{-5}$  Amp., indem gleichzeitig die Spannung auf 403 Volt herunterging. Da der Vorgang mehrere Minuten dauerte, konnte man ihn am Galvanometer und am Spannungselektrometer gut verfolgen. Allerdings



Aluminiumelektroden in Wasserstoff von 7,4 mm Druck  
Beginnen einer regelrechten Glimmentladung

Fig. 9.

zeigen die (durch Kreuze markierten) beobachteten Punkte wegen den großen Stromschwankungen ziemlich große Abweichungen von der nach dem Ohmschen Gesetz zu erwartenden Geraden. Dieses spontane langsame Anschwellen des Stromes habe ich später nicht wieder beobachtet, obwohl ich den Teil der Kurve, wo mit zunehmendem Strom die Spannung herunterging, noch mehrmals aufgenommen habe.

Nachdem die regelrechte Glimmentladung eingetreten war, sah man im Entladungsgefäß eine ruhige Lichterscheinung, nur von Zeit zu Zeit traten hellere Lichtblitze auf. An dem ruhigen Licht, das ungefähr  $\frac{1}{3}$  der Elektrodoberfläche bedeckte, war jetzt auch deutlich die charakteristische Struktur der Glimmentladung zu erkennen. Im Telefon hörte man auch bei der ruhigen Glimmentladung immer noch ein Rauschen und beim Auftreten der Lichtblitze knackende Geräusche.

Verkleinerte man die Batteriespannung, so ging der Strom zurück, während die Elektrodenspannung wieder auf ein Maximum stieg. Die bei zurückgehender Batteriespannung aufgenommene Kurve lag weit unter der mit steigender Batteriespannung gewonnenen.

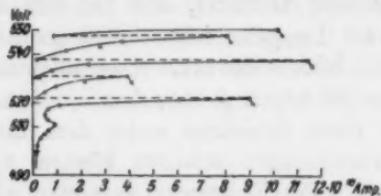
Alle diese Erscheinungen lassen sich im einzelnen nur verstehen, wenn man annimmt, daß auf den Aluminiumelektroden elektrische Doppelschichten von ganz beträchtlichen Spannungen sich bilden können. Das allgemeine Verhalten dieser Schichten ist früher besprochen worden. Wir müssen annehmen, daß diese Schichten unter dem Einfluß stärkerer Ströme leicht Verletzungen erfahren können, vielleicht durch Gasbläschen, die aus den Elektroden austreten, oder auch durch andere Ursachen. Daraus würde sich das plötzliche Auftreten der Stöße, ihre Zunahme bei wachsender Stromstärke und das geschilderte Einsetzen der Glimmentladung am ehesten erklären.

10. Nach diesen Messungen wurden von neuem Beobachtungen bei ganz schwachen Strömen in Wasserstoff von 5,5 mm Druck gemacht. Die Erscheinungen waren ähnlich wie in der ersten Versuchsreihe. Bei jeder Erhöhung der Spannung um 2 Volt setzte sofort ein Stoß ein. Der Strom ging dann langsam zurück und stellte sich nach einiger Zeit auf einen nahezu konstanten Wert ein. Aber offenbar waren die Elektroden durch die Glimmentladung doch stark verändert worden, denn die Stöße wiederholten sich schon bei viel kleineren Strömen als bei den früheren Versuchen. Bei einer Spannung von 399 Volt und einem Strom von  $3,1 \cdot 10^{-10}$  Amp. wiederholten sich die Stöße beispielsweise schon alle 5—6 Minuten.

#### Versuche mit Aluminiumelektroden in Luft.

11. Die Erscheinungen bei Entladung in Luft waren im wesentlichen dieselben wie im Wasserstoff. Bei niedrigen Spannungen konnte man ähnliche Stromspannungskurven aufnehmen, allerdings lagen entsprechende Spannungen 60 bis 100 Volt höher als bei den ersten Versuchen in Wasserstoff. Die Wiederholung der Stöße trat bei Strömen von  $5 \cdot 10^{-10}$  Amp. an aufwärts ein. Auffällig war bei den Versuchen mit der Luftpfüllung nur, daß nach einem starken Stoß eine lange Pause

einzutreten pflegte, während der kein bemerkbarer Strom mehr überging. Wenn bei den Versuchen mit kleinen Strömen der Punkt erreicht war, wo der zweite Stoß einsetzte, war der zweite Stoß meist sehr viel stärker als der erste. Dann ging der Strom auf Null zurück und entwickelte sich überhaupt nicht wieder (Fig. 10). Man mußte nun mit der Spannung



Aluminiumelektroden (Abstand 2 mm) in Luft von 7,4 mm Druck  
Stromspannungskurven

Fig. 10.

mehrere Volt hinaufgehen, um wieder einen meßbaren Strom zu erhalten, bis schließlich bei genügender Stromstärke wieder der starke Stoß kam und das Spiel von neuem begann. Schließlich wurde bei genügend hoher Spannung dann aber doch ein Punkt (550 Volt) erreicht, wo sich ein Stoß nach dem anderen entwickelte. Die Erscheinungen liefen dann bei weiterer Steigerung der Spannung ebenso ab wie im Wasserstoff.

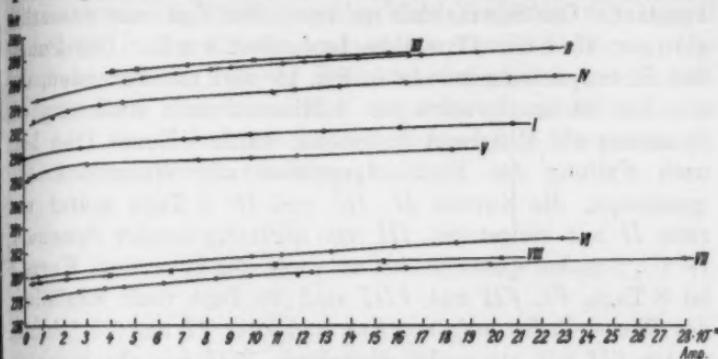
Aus der Ähnlichkeit mit den früher erhaltenen Resultaten geht hervor, daß die Art der Erscheinungen weniger vom Gase als von der Beschaffenheit der Elektrodoberflächen abhängt.

Als die Elektroden herausgenommen waren, zeigte sich an der Stelle, wo die Entladung übergegangen war, ein dunkler Fleck, der von Interferenzringen über die ganze Elektrodoberfläche hin umgeben war.

#### Versuche mit Elektroden aus Kupfer, Stahl und Silber.

12. Mit Kupferelektroden wurden in Wasserstoff von 6,8 mm Druck Versuche angestellt. Dabei war kein Wasserwiderstand vorgeschaltet. Das Bild, was sich ergab, war von dem mit Aluminiumelektroden erhaltenen recht verschieden. Wenn das Gebiet der Stoßionisierung erreicht war, rief das Zuschalten von 2 Volt eine sehr starke Steigerung des Stromes hervor, die nicht wie beim Aluminium wieder zurückging. Es wurde

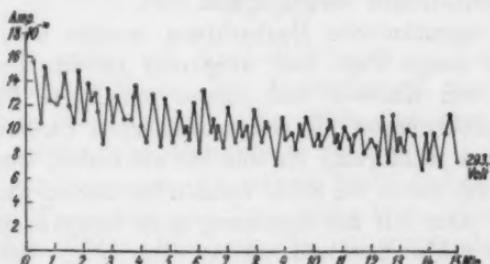
deswegen die im Abschnitt 6 beschriebene Vorrichtung zur allmählichen Vergrößerung der Spannung benutzt, um Stromspannungskurven aufnehmen zu können. Bei der allmählichen



Kupferelektroden (Abstand 2 mm) in Wasserstoff von 6,8 mm Druck  
Stromspannungskurven

Fig. 11.

Steigerung der Spannung waren keine Anfangsstöße zu beobachten, wie ich sie bei der stufenweisen Steigerung bei Aluminiumelektroden stets bekommen hatte. Ein weiterer sehr



Kupferelektroden in Wasserstoff von 6,8 mm Druck  
Stromschwankungen

Fig. 12.

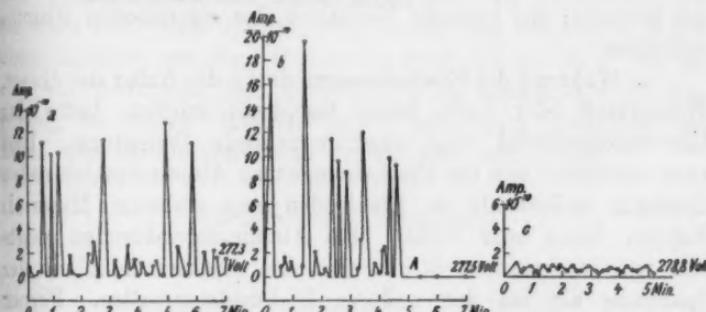
auffälliger Unterschied bestand darin, daß sich das Strommeßinstrument nicht wie bei Aluminiumelektroden einigermaßen ruhig einstellte, sondern daß es fortwährend ziemlich stark hin und her schwankte. Ein Bild dieser Stromschwankungen während einiger Minuten ist in Fig. 12 gegeben. Ihre Größe

nahm schätzungsweise ungefähr in demselben Verhältnis zu wie der Wert der mittleren Stromstärke. Dabei war die Elektrodenspannung, da ja kein Widerstand vorgeschaltet war, ganz konstant. Der Stromabfall im Laufe der Zeit war wesentlich geringer, als beim Aluminium beobachtet wurde. Die Punkte der Stromspannungskurven in Fig. 11 sind so entstanden, daß aus den Stromschwankungen 3 Minuten nach Änderung der Spannung ein Mittelwert festgestellt wurde. Kurve I ist bald nach Füllung des Entladungsgefäßes mit Wasserstoff aufgenommen, die Kurven II, III und IV 2 Tage später und zwar II mit steigender, III mit heruntergehender Spannung, IV  $1\frac{1}{4}$  Stunden später wieder mit steigender Spannung. Kurve I ist 8 Tage, VI, VII und VIII sind 11 Tage nach Einfüllung des Wasserstoffes aufgenommen und zwar VI und 25 Minuten später VII mit steigender Spannung, VIII mit abnehmender. Diese Kurven zeigen dieselbe Hysteresis, die auch beim Aluminium gefunden wurde. Im wesentlichen ist nur der eine Unterschied vorhanden, daß die Kurven viel flacher, die Spannungsunterschiede zwischen den einzelnen Stromstärken also geringer sind. Auch die Differenzen der Spannungen zwischen den einzelnen Kurven erreichen nicht die Werte, die bei den Aluminiumelektroden vorgekommen sind.

Eine eigentümliche Beobachtung machte ich, wenn die Elektroden einige Tage sich ausgeruht hatten, also vor der Aufnahme von Kurve V und ebenso von Kurve VI. Sobald das Stromelektrometer die ersten schwachen Ströme anzeigte, schwankte es nicht ruhig hin und her wie früher, sondern stoßartig. Zuerst waren die Stöße verhältnismäßig schwach. Wenn man dann aber mit der Spannung ganz langsam höher ging wurden sie zahlreicher und stärker (Fig. 13a). Bei weiterem Spannungsanstieg folgten sie dicht aufeinander, bis sie, ohne daß die Spannung geändert wurde, plötzlich verschwunden waren (Fig. 13b bei A). Bei weiterem Höhergehen mit der Spannung traten dann die Stromschwankungen ohne eigentliche Stöße auf wie früher (Fig. 13c). Erst von Strömen von  $4 \cdot 10^{-9}$  Amp an waren wieder Stöße vorhanden, die sich ebenso verhielten wie die mit Aluminiumelektroden bei hohen Spannungen beobachteten. Bei den höheren Spannungen bis zum Einsetzen der eigentlichen Glimmentladung verließen die Erscheinungen

bei Kupferelektroden überhaupt fast ebenso wie bei den Aluminiumelektroden.

Im wesentlichen läßt sich der Unterschied zwischen Kupfer und Aluminium durch verschiedenes Verhalten der Doppelschichten in der Oberflächenhaut der Metalle erklären. Man muß annehmen, daß die Haut mit der elektrischen Doppelschicht beim Aluminium sehr viel fester ist als beim Kupfer, so daß die elektrische Doppelschicht beim Aluminium viel höhere Spannungen annehmen kann.



Kupferelektroden in Wasserstoff von 6,8 mm Druck  
Stöße bei sehr kleinen Strömen

Fig. 13.

Die Versuche mit Kupferelektroden in Luft brachten nichts wesentlich Neues. Die Erscheinungen waren denen in Wasserstoff sehr ähnlich. Die Stöße bei ganz schwachen Strömen wurden hier nicht wieder beobachtet.

Die Erscheinungen, die ich mit Stahl- und mit Silberelektroden in Wasserstoff und Luft beobachtete, gleichen in den wesentlichen Zügen durchaus den mit Kupferelektroden gefundenen.

#### Zusammenfassung.

1. Die Versuche von Reiche über die Erscheinungen, die der eigentlichen Glimmentladung vorhergehen, werden wiederholt unter strengster Vermeidung aller Fettdämpfe. Das Gas wurde mit Hilfe eines seitlich angebrachten Platinblechs mit Polonium ionisiert.

2. Reiche erhielt von einer gewissen Stromstärke an ziemlich kleine regelmäßige Stöße, die mit zunehmender Span-

nung immer dichter aufeinander folgten bis zum Einsetzen der typischen Glimmentladung. Bei ähnlichen Stromstärken beobachtete ich zwar auch Stöße, aber sie waren unvergleichlich viel intensiver als bei Reiche und sehr unregelmäßig in Zeitfolge und Größe.

3. Bei wachsender Spannung wurden die Stöße häufiger und intensiver, der Strom zwischen den einzelnen Stößen wuchs ebenfalls an und schwankte stark. Schließlich erreichte die Spannung ein Maximum und fiel dann bei weiterem Wachsen des Stromes: das typische Verhalten der eigentlichen Glimmentladung.

4. Während die Erscheinungen durch die Natur des Gases, Wasserstoff oder Luft, kaum beeinflußt wurden, hatte das Elektrodenmaterial eine ausschlaggebende Bedeutung. Und zwar verhielten sich die Erscheinungen an Aluminiumelektroden durchaus anders als an Elektroden aus anderem Material: Kupfer, Stahl oder Silber. Bei Aluminiumelektroden zeigte sich mit wachsendem Strom eine viel stärkere Zunahme der Spannung als bei den anderen Elektrodenmetallen. Ferner ergab sich bei Aluminiumelektroden jedesmal, wenn man 2 Volt zuschaltete, eine kleine Entladung, die schnell von selbst erlosch und dann in einen ziemlich konstanten Strom überging. Bei den anderen Metallen konnte man Stromspannungskurven nur so erhalten, daß man die Spannung allmählich um Bruchteile von Volt vermehrte, weil bei einer Zunahme der Spannung um 2 Volt der Strom zu stark anschwoll. Hier fehlten dann die bei Aluminium beobachteten anfänglichen Entladungen. Sehr charakteristisch war ferner für die anderen Elektrodenmetalle, daß der Strom bei einer konstanten Spannung andauernd sehr stark hin und her schwankte. In den Stromspannungskurven sind für die Stromstärken nur ungefähre Mittelwerte eingetragen.

5. Wahrscheinlich erklären sich diese Erscheinungen aus dem Verhalten elektrischer Doppelschichten, die sich in der Gashaut der Elektrodenoberflächen ausbilden, und deren Spannung vielleicht auf mehr als 100 Volt steigen kann. Ich nehme an, daß diese elektrischen Doppelschichten durch stärkere Ströme verstärkt werden. Dadurch wird das elektrische Feld im Gasraum weit heruntergesetzt, und infolgedessen zerstört

der Strom sich schließlich selber. Zweitens nehme ich an, daß schwache Ströme umgekehrt die Doppelschichten verkleinern und daß bei einer gewissen Stromstärke gerade eine Art Gleichgewicht eintritt. An der Aluminiumoberfläche scheinen die Doppelschichten fester und dauerhafter zu sein, als an den anderen von mir untersuchten Metallen. Bei diesen schwanken die Spannungen der Doppelschichten bei Stromdurchgang stark hin und her und infolgedessen auch die Stromstärke selber.

Vorliegende Arbeit wurde ausgeführt von November 1920 bis März 1923 im Physikalischen Institut der Universität Halle unter Leitung von Hrn. Geheimrat Prof. Dr. G. Mie. Es ist mir ein Bedürfnis, ihm zum Schluß zu danken für die Anregung zu diesen Untersuchungen, sein reges Interesse und seine ständige Unterstützung im Verlaufe der Arbeit.

(Eingegangen 31. März 1924.)

---

*4. Anomalien der accidentellen Doppelbrechung  
beim Zelluloid;  
von Alfred Ramspeck.*

(Bearbeitung der Gießener Dissertation.)

H. Ambronn<sup>1)</sup>) berichtet über ein eigenartiges optisches Verhalten gedehnter Zelluloidstreifen. Schwache Dehnung erzeugt positive, normale Doppelbrechung, die nach Aufhören der Dehnung völlig verschwindet. Länger dauernde starke Dehnung (bis 70 Proz.) bewirkt, daß nach dem Aufhören der Dehnung mit gleichzeitiger bleibender Verlängerung des Streifens eine starke negative Doppelbrechung von abnorm großer Dispersion übrig bleibt. Kurz vor dem Kriege hatte Hr. O. Hartmann im physikalischen Institut zu Gießen eine eingehende Untersuchung der elastisch-optischen Eigenschaften des Zelluloids begonnen. Nachdem Hr. Hartmann leider auf dem Felde der Ehre gefallen war, wurde ich von Hrn. Prof. W. König beauftragt, die Untersuchungen fortzusetzen und zugleich das von Hrn. Hartmann hinterlassene reichhaltige Material, das hauptsächlich aus photographischen Aufnahmen, graphischen Darstellungen und einigen flüchtigen Aufzeichnungen bestand, zu sichten und zusammen mit meinen eigenen Untersuchungen zu verarbeiten. Die Ergebnisse beider Untersuchungsreihen sind in der vorliegenden Arbeit kurz zusammengestellt.

*Die Versuchsanordnung:* 1. Die Hartmannsche Anordnung: Durch einen Monochromator einfarbig gemachtes Licht fiel, durch eine Linse parallelstrahlig gemacht, durch ein Nicolsches Prisma auf den gedehnten Zelluloidstreifen, dann auf einen Babinet'schen Kompensator, unmittelbar hinter diesem auf einen horizontalen, senkrecht zu den Interferenz-

1) H. Ambronn, Ber. d. Sächs. Ges. d. Wiss. Mathem.-Physikal. Kl. 63, S. 249, 1911.

streifen des Kompensators liegenden Spalt, alsdann auf den Analysator und hinter diesem auf eine zweite Linse; diese entwarf ein Bild des Spaltes und der in ihm sichtbaren Interferenzen des Kompensators auf eine senkrecht zum Strahlengang und zum Spaltbilde, also parallel zu der Richtung der Interferenzstreifen durch ein Uhrwerk bewegte photographische Platte. Gleichzeitig mit den Interferenzstreifen wurde eine über den Spalt gelegte Glasskala photographiert, um so die Größe der Streifenverschiebung auf der Platte ermitteln zu können. Außerdem konnte der Spalt durch eine in gleichen Zeitabständen aufleuchtende Glühlampe beleuchtet und so Zeitmarken auf der Platte hergestellt werden. 2. Die von mir benutzte Versuchsanordnung ist im wesentlichen dieselbe, die von W. Köhler<sup>1)</sup> und von O. Reeb<sup>2)</sup> verwendet worden ist. Hier wird eine zwischen Polarisator und Analysator befindliche Bravaïsche Quarzdoppelplatte auf dem Spalt eines Spektroskopes abgebildet. Im Spektrum erscheinen eine Anzahl Interferenzstreifen; liegt das Bild der Grenzlinie der beiden Plattenhälften auf der Mitte des Spaltes und sind die beiden Plattenhälften genau gleich dick, so fallen bei genauer Justierung der Platte senkrecht zum Lichtweg die Streifen in der oberen und unteren Hälfte des Spektrums genau übereinander. Wird in den Lichtweg zwischen Polarisator und Analysator der zu dehnende Zelluloidstreifen und ein Soleil-Babinetischer Kompensator eingeschaltet, so rücken beim Dehnen des Zelluloids die Interferenzstreifen oben und unten nach entgegengesetzten Seiten auseinander und können durch Betätigung des Kompensators wieder auf die Anfangslage zurückgeführt werden. Leider stand mir nur ein einfacher Babinetischer, kein Soleil-Babinetischer Kompensator zur Verfügung; ich mußte mir dadurch helfen, daß ich sein Geichtsfeld bis auf einen feinen Spalt abblendete.

Gedehnt wurden die Zelluloidstreifen in folgender, von Hartmann konstruierter Vorrichtung (Fig. 1): Zwischen zwei vertikalen, starken hölzernen Balken bewegten sich zwei schmiedeeiserne Schienenpaare. Mit Hilfe starker Schrauben

1) W. Köhler, Dissertation, Gießen 1921.

2) O. Reeb, Ann. d. Phys. 71. S. 427. 1923.

wurde zwischen jedes Schienenpaar je ein Ende des Zelluloidstreifens eingeklemmt. Das obere Schienenpaar konnte durch Flügelschrauben, die im oberen Querbalken des ganzen Gestelles saßen, gehoben werden; auf das untere konnten mit

einer Hebelvorrichtung starke, meßbare Zugkräfte ausgeübt werden. Außerdem war das untere Schienenpaar mit einer Arretiervorrichtung versehen. So war es möglich, die Zelluloidstreifen entweder durch Anhängen von Gewichten oder, nach Arretierung des unteren Balkenpaares, durch Anziehen der oberen Flügelschrauben zu dehnen.

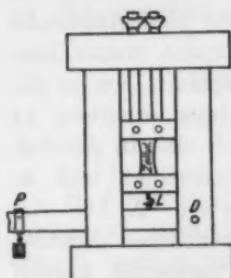


Fig. 1.

O. Reeb verwiesen. Eine wesentliche und leider nicht zu korrigierende Fehlerquelle lag aber bei mir in einem Konstruktionsfehler des Kompensators. Die Interferenzstreifen lagen etwas schräg zum Spalt des Kompensators, so daß in der Nullage die Spaltöffnung nicht in ihrer ganzen Länge ausgelöscht erschien, sondern nur in einem breiten, mittleren Teil, der beim Drehen der Kompensatorsschraube von unten nach oben oder umgekehrt wanderte. Nur wenn die Trennungslinie der Quarzdoppelplatte in diesen dunklen Teil der Kompensatoröffnung fiel, lagen die Streifen im Spektrum in der Nullage genau übereinander. Kleine Verschiebungen des Lichtweges, die nicht ganz zu vermeiden waren, verursachten daher Veränderungen der Nulleinstellung des Kompensators. Infolgedessen dürften die Fehler der Messungen im ganzen immerhin einige Prozente betragen.

#### **Das elastische und optische Verhalten im allgemeinen.**

Die Dehnung des Zelluloids wurde mit Hilfe eines Kathetometers durch Beobachtung des Abstandes zweier feiner Strichmarken auf dem Zelluloidstreifen gemessen. Fig. 2 und 3 stellen die Ergebnisse zweier Messungsreihen dar, deren eine von Hartmann, deren andere von mir ausgeführt worden ist. Als Abszissen sind die Spannungen in Kilogramm auf den

Quadratmillimeter, als Ordinaten die relativen Verlängerungen in Prozenten eingetragen. Man ersieht aus dem Verlauf der Kurven, daß die Elastizitätsgrenze bei einer Belastung von

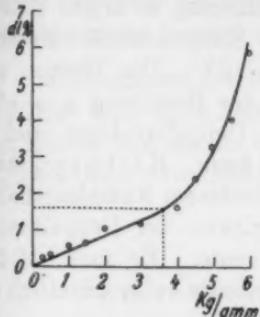


Fig. 2.

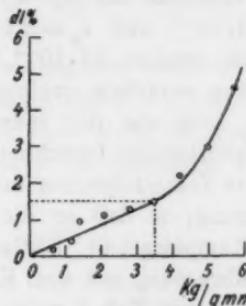


Fig. 3.

rund 3,5 kg/qmm liegt, was einer Dehnung von etwa 1,5 Proz. entspricht. Der Elastizitätsmodul ergibt sich aus den Messungen i. M. zu 225, bzw. 233, also in guter Übereinstimmung mit dem Werte 230, den P. Rossi angegeben hat.<sup>1)</sup>

Hartmann hatte bei den in Fig. 2 wiedergegebenen Messungen gleichzeitig auch die Doppelbrechung gemessen. Fig. 4 und 5 stellen die Ergebnisse dieser Messungen dar. Als Ordinaten sind die aus seinen Messungen berechneten Differenzen

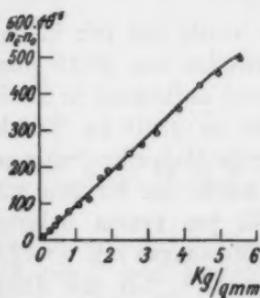


Fig. 4.

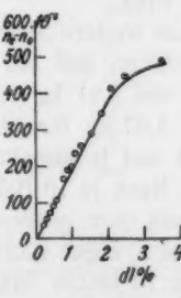


Fig. 5.

der Brechungsexponenten genommen, als Abszissen einmal die Spannungen in kg/qmm, das andere Mal die prozentischen Verlängerungen. Innerhalb der Elastizitätsgrenze zeigt sich

1) P. Rossi, Rend. di Napoli, Ser. 3, Vol. 16/17, S. 206, 1910/11.

die Doppelbrechung der Dehnung, bzw. der Spannung proportional. Bezeichnet man mit  $s$  die spezifische Doppelbrechung, das Verhältnis von  $(n_s - n_0)$  zur relativen Verlängerung, mit  $s_p$  das Verhältnis von  $(n_s - n_0)$  zur Spannung, so ergibt sich i. M.  $s = 20 \cdot 10^{-3}$  und  $s_p = 9,4 \cdot 10^{-5}$ . Entsprechende Messungen von mir ergaben  $24 \cdot 10^{-3}$  und  $9,9 \cdot 10^{-5}$ . Die Größen  $s$  und  $s_p$  stehen natürlich zueinander in der Beziehung  $s_p = s/E$ , so daß  $s_p$  auch aus der spezifischen Doppelbrechung und dem Elastizitätsmodul berechnet werden kann. Hartmann standen mehrere Zelloidproben mit verschiedenem Kampfergehalt zur Verfügung, so daß er die Abhängigkeit der Doppelbrechung vom Kampfergehalt bestimmen konnte. Er fand, daß die Doppelbrechung mit dem Kampfergehalte außerordentlich stark abnimmt, wie Tab. 1 zeigt.

Tabelle 1.

Kampfergehalt in %	Spez. Doppelbr. $s$
0	$46 \cdot 10^{-3}$
20	23 "
35	14 "
50	5 "

Die Doppelbrechung ist in allen angegebenen Fällen für Na-Licht bestimmt. Die in Fig. 4 und 5 verzeichneten Werte der Doppelbrechung entsprechen etwa einem Kampfergehalte von 20 Proz.

Eine weitere Messungsreihe wurde von mir in der Weise durchgeführt, daß ein Zelloidstreifen von 26,33 qmm Querschnitt von 3,21 kg (0,122 kg/qmm) anfangend in 84 Schritten von je 1,07 kg fortschreitend bis zu 93,09 kg (3,54 kg/qmm) belastet und jedesmal die zugehörige Doppelbrechung gemessen wurde. Nach je 10 Belastungen wurde der Streifen entspannt, und dann mit größerem Gewicht von neuem belastet. Der Wert von  $s_p$  ergab sich bei diesen Messungen i. M. zu  $12,7 \cdot 10^{-5}$ , aus den 70 ersten Messungen zu 12,3, bei der Annäherung an die Elastizitätsgrenze etwas ansteigend bis zu  $14 \cdot 10^{-5}$ . Außerdem zeigte sich bei jeder Entspannung remanente Doppelbrechung, die mit der angewandten Spannung zunahm, bei größerer Pause zwischen Entspannung und Neubelastung mit der Zeit aber wieder abnahm, und ferner zeigte sich der Wert der Doppelbrechung nach der Entspannung bei neuer Be-

lastung zunächst etwas kleiner, als er vor der Entspannung gewesen war. In allen diesen Beobachtungen kam der große Einfluß zum Ausdruck, den die Zeit auf die elastischen und optischen Vorgänge im Zelluloid ausübt. Dieser Einfluß wurde nunmehr genauer untersucht.

#### Abhängigkeit der Doppelbrechung von der Zeit.

Dehnt man einen Zelluloidstreifen durch Anhängen eines Gewichtes an den an der unteren Klemmvorrichtung angreifenden Hebel, also unter Konstanthaltung der Belastung, so zeigt

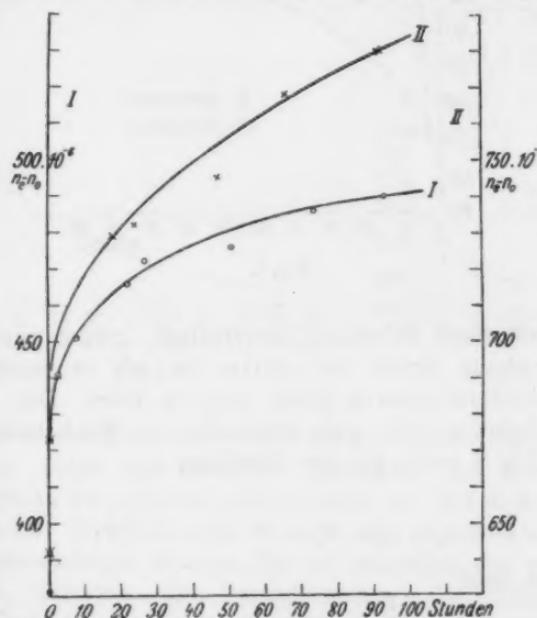


Fig. 6.

sich, daß die Doppelbrechung mit der Zeit zunimmt. In Fig. 6 stellt Kurve I den Verlauf der Doppelbrechung in einem Streifen bei einer Spannung von  $4,03 \text{ kg/qmm}$  dar, Kurve II den Verlauf in demselben Streifen, nachdem er gerissen und neu eingespannt war, bei einer Spannung von  $5,04 \text{ kg/qmm}$ . Die Zeit ist dabei in Stunden gemessen. Bei größerer Belastung ist auch die Zunahme der Doppelbrechung größer. In beiden Fällen lag die Spannung jenseits der Elastizitätsgrenze.

Daß die gleiche Erscheinung aber auch innerhalb der Elastizitätsgrenze eintritt, zeigt Fig. 7, bei der die Spannung im Streifen nur  $2,97 \text{ kg/qmm}$  beträgt. Die Zeit ist hier in Minuten gemessen. Diese Zunahme der Doppelbrechung läßt sich nicht etwa dadurch erklären, daß mit wachsender Dehnung der Querschnitt sich vermindert und daher die Spannung,

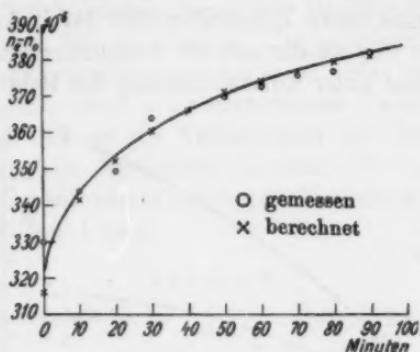


Fig. 7.

die die konstante Belastung hervorbringt, größer wird. Die Doppelbrechung nimmt viel stärker zu, als es durch diese Querschnittsverminderung allein möglich wäre. Der Verlauf der Erscheinung paßt sich innerhalb der Elastizitätsgrenze, also für Fig. 7 recht gut der Gleichung an:

$$n_e - n_o = N_0 + N' \left(1 - e^{-\frac{t}{T}}\right),$$

wenn man setzt

$$N_0 = 327,7 \cdot 10^{-6}, \quad N' = 59 \cdot 10^{-6}, \quad T = 38 \text{ Min.}$$

Läßt man nicht die Belastung, sondern die Dehnung konstant bleiben, indem man nach Arretierung der unteren Klemmvorrichtung die obere Klemmvorrichtung mittels der Flügelschrauben hochzieht, so zeigt die Doppelbrechung das umgekehrte Verhalten. Sie klingt bei konstanter Dehnung mit der Zeit ab und nähert sich asymptotisch einem Grenzwert. Fig. 8 zeigt den Verlauf bei einer Dehnung von 3,3 Proz., also jenseits der Elastizitätsgrenze, Fig. 9 bei einer Dehnung

von 0,9 Proz., also innerhalb der Grenze. Ähnlich, wie bei der konstanten Belastung, läßt sich auch hier die Doppelbrechung für den letzten Fall durch die Gleichung

$$n_e - n_0 = N_0 - N' \left( 1 - e^{-\frac{t}{T}} \right)$$

darstellen, wenn man in diesem Falle setzt:

$$N_0 = 226,5 \cdot 10^{-6},$$

$$N' = 34,1 \cdot 10^{-6},$$

$$T = 17,9 \text{ Min.}$$

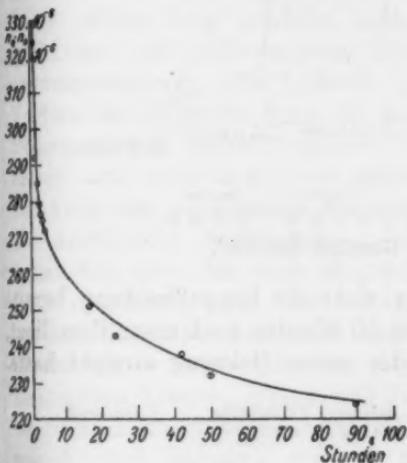


Fig. 8.

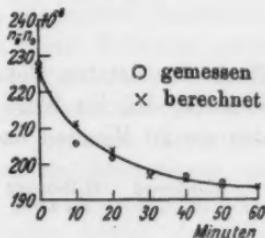


Fig. 9.

Bei diesen Messungen waren die Anfangswerte der Doppelbrechung wegen des schnellen Abklingens der Erscheinung nicht genau zu erfassen. Hartmann hat mit seiner photographischen Methode den Verlauf der Erscheinung nach Sekunden verfolgen können. Er hat außerdem den gedeckten Streifen, nachdem die Doppelbrechung eine Zeitlang abgeklungen war, von neuem gedeckt. Dabei zeigt sich, daß die Abklingung mit jeder neuen Dehnung stärker wird. Fig. 10 stellt diese Hartmannschen Messungen dar; die Zeit ist in Sekunden angegeben. Nach je 20 Minuten wurde neu gedeckt. Die Werte, die die Doppelbrechung nach 20 Minuten erreicht hatte, sind angegeben und als strichpunktierter Linien durch das Diagramm der nächsten Dehnung hindurchgezogen. Die Anzahl der Punkte zwischen den Strichen gibt an, zu der wievielen Dehnung die betreffenden Werte gehören. Man erkennt, daß bei zunehmender Gesamtdehnung die Abklingungs-

kurven immer steiler werden. Um auf denselben Anfangswert zu gelangen, wie er nach der zweiten Dehnung erreicht wurde, ist nach 20 Minuten eine neue Dehnung um 2,4 Proz. nötig.

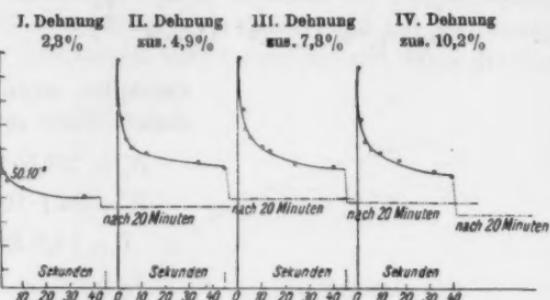


Fig. 10. Gewöhnl. Zelluloid.

Nach der letzten Dehnung sinkt die Doppelbrechung bereits so stark, daß ihr Wert nach 20 Minuten noch unter dem liegt, den sie 20 Minuten nach der ersten Dehnung erreicht hatte.

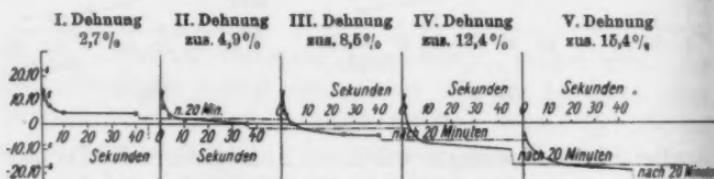


Fig. 11. Zelluloid mit 50 Proz. Kampfer.

Bei Zelluloidstreifen mit höherem Kampfergehalt werden die Verhältnisse noch auffallender, wie Fig. 11 zeigt, die den Verlauf der Doppelbrechung an einem Streifen von 50 Proz. Kampfergehalt darstellt. Die Doppelbrechung ist in demselben Maßstab gezeichnet, wie in Fig. 10; aber sie ist trotz starker Dehnung nicht so groß, wie in dem früheren Falle, infolge der geringen spezifischen Doppelbrechung des kampferreichen Zelluloids. Wieder sieht man, daß die Kurven mit wachsender Gesamtdehnung steiler werden. Aber eines ist vor allem auffallend. Schon nach der zweiten Dehnung ist die Abklingung so stark, daß die Doppelbrechung nach 20 Minuten negativ ist, und am Ende der vierten Dehnung ist sie so weit negativ geworden, daß die fünfte Dehnung nicht mehr im Stande ist,

wert  
urde,  
ötig.  
  
ereits  
liegt,  
hatte.  
  
20 Minuten

auch nur positive Anfangswerte der Doppelbrechung zu erzeugen. Der Kampfergehalt ist also von ganz außerordentlichem Einfluß auf das optische Verhalten des Zelluloids.

Es sei gestattet, hier einige Bemerkungen über die Arbeit von Filon und Jessop<sup>1)</sup> einzufügen: On the stress-optical Effect in transparent Solids strained beyond the Elastic Limit. Diese Abhandlung erschien nach Abschluß meiner Untersuchungen und nachdem meine Arbeit bereits als Dissertation angenommen war. Die Verfasser haben auch in Zelluloid den Verlauf der Doppelbrechung bei länger andauernder konstanter Belastung und darauf folgender Entlastung beobachtet. Sie haben auch nach dem ersten plötzlichen Anstieg der Doppelbrechung bei eintretender Belastung das weitere „Kriechen“, die allmähliche Annäherung an einen Grenzwert beobachtet, behaupten aber, daß nach einiger Zeit dieses Kriechen „praktisch aufgehört“ habe. Ich habe das niemals finden können, sondern habe noch nach acht Tage langer konstanter Belastung immer ein weiteres, wenn auch sehr langsames Anwachsen beobachten können. Filon und Jessop berichten ferner, daß sie ihre Beobachtungen nicht durch eine Exponentialformel von der Art der oben von mir benutzten hätten darstellen können, sondern daß sie nach langem Herumprobieren Formeln von dem Typus

$$r = r_0 + p \cdot t^{1/4} + q \cdot t$$

dafür brauchbar gefunden hätten. Ich bemerke dazu, daß die von mir angewandten Exponentialformeln sich bei großen Belastungen auch nicht als ganz ausreichend erwiesen haben, daß sie aber für kleinere Belastungen innerhalb der Elastizitätsgrenze offenbar ganz gut brauchbar sind. Sie haben gegenüber den rein empirischen Formeln der englischen Forscher jedenfalls den Vorzug eines gewissen physikalischen Sinnes; denn sie sagen ja nichts anderes aus, als daß die Geschwindigkeit der Änderung der Doppelbrechung proportional ist dem Abstande des augenblicklichen Wertes der Doppelbrechung von dem angestrebten Grenzwerte. Dabei ist es vielleicht nicht ohne Interesse, zu bemerken, daß die Ge-

1) L. N. G. Filon and H. T. Jessop, Proc. Royal Soc. London (A), 101, S. 185—189, 1922.

schwindigkeit der Abnahme bei konstanter Dehnung doppelt so groß ist wie die Geschwindigkeit der Zunahme bei konstanter Belastung.

Es fragt sich schließlich, wie sich die beschriebenen Erscheinungen aus den Ambronnschen Anschauungen über die Zusammensetzung des Zelluloids erklären lassen. Nach Ambrohn ist das Zelluloid ein Mischkörper aus Nitrozellulose und eingelagerten Kampferkristallen. Diese letzteren haben negativen Charakter der Doppelbrechung; die Nitrozellulose soll ebenfalls aus ungeordnet gelagerten Kristallelementen, aber von positiver Doppelbrechung bestehen. Die bei elastischer Beanspruchung auftretende Doppelbrechung des Zelluloids soll durch die Drehung der kristallinischen Elemente, die einer Parallelorientierung zustreben, entstehen und ist, da die beiden Komponenten entgegengesetzten Charakter der Doppelbrechung haben, bedingt durch die Differenz der Wirkung der beiden Komponenten. Positive Doppelbrechung entspricht einem Überwiegen des Einflusses der Nitrozellulose, negative einem Überwiegen des Einflusses der Kampferteilchen. Die Nitrozellulose, als Grundstoff des Ganzen, wird die eigentliche Trägerin der elastischen Spannungen sein, und diese werden mit der Richtung der Elemente der Nitrozellulose unmittelbar verknüpft sein. Die zeitlichen Veränderungen der Doppelbrechung und die Erscheinungen der Remanenz zeigen aber, daß man der Nitrozellulose nicht die Eigenschaften eines festen Körpers von vollkommener Elastizität zuschreiben darf. Bei konstanter Dehnung gehen offenbar die inneren Spannungen und mit ihnen die Orientierung der Nitrozelluloseteilchen allmählich zurück. Die Kampferteilchen aber werden, solange innere Spannungen vorhanden sind, von diesen richtende Kräfte erfahren und sich in zunehmendem Maße der Parallelstellung nähern. Daher kann man sich vorstellen, daß bei konstanter Dehnung die Doppelbrechung aus einem doppelten Grunde abnimmt, wegen des Rückganges der Orientierung der Nitrozelluloseteilchen einerseits, wegen der zunehmenden Orientierung der Kampferteilchen andererseits. Werden aber die inneren Spannungen durch konstante Belastung aufrecht erhalten, so nimmt auch in der Nitrozellulose die Orientierung der Teilchen dauernd zu und der positive Einfluß dieser Komponente be-

hält die Oberhand trotz des wachsenden Einflusses der Kampferteilchen, die doch auch in diesem Falle, ebenso wie bei konstanter Dehnung, den richtenden Kräften, die die Grundsubstanz auf sie ausübt, folgen werden. Um zu prüfen, ob diese Erklärung richtig und ausreichend ist, müßten weitere Versuche, namentlich an Zelluloid mit sehr verschiedenem Kampfgehalt, ausgeführt werden. Hinsichtlich anderer Deutungsmöglichkeiten sei auf die weiter unten noch näher zu beschrechende Dissertation des Hrn. Dr. Wächtler hingewiesen.

#### Dispersion der Doppelbrechung.

Die von mir benutzte Apparatur war vor allem darauf berechnet, die Dispersion der Doppelbrechung zu messen. Es waren im Spektrum fünf Interferenzstreifen gut zu beobachten, die den Wellenlängen 650, 589, 540, 500, 465  $\mu\mu$

entsprechen. Die Verschiebungen ihrer oberen und unteren Hälften gegeneinander, die bei der Dehnung des Zelluloidstreifens auftraten, wurden durch den Kompensator ausgeglichen und aus den dazu erforderlichen Verschiebungen der Kompensatorkeile die Doppelbrechung für jede dieser Wellenlängen berechnet, nachdem einerseits die Verschiebungen des Kompensators, die einer ganzen Wellenlänge Gangunterschied entsprachen, festgestellt waren — sie betrugen für die genannten Wellenlängen 711, 641, 581, 535, 493 Skalenteile

am Kompensator — und andererseits die Dicke des Zelluloidstreifens mit einer Mikrometerschraube gemessen war. Bei stärkeren Dehnungen mußte die Verminderung der Dicke durch die Querkontraktion in Rechnung gestellt werden, wobei für das Verhältnis von Querkontraktion zu Längsdilatation der von Rossi am Zelluloid gefundene Wert 0,4 benutzt wurde. Doch kommt es hier ja nicht so sehr auf die absoluten Werte der Doppelbrechung, als auf ihre Unterschiede für die verschiedenen Wellenlängen an. So wurde bei der auf S. 726 erwähnten Messungsreihe mit schrittweis steigender Belastung die Doppelbrechung für alle fünf Wellenlängen gemessen. Für die niederen Belastungen, bis zu etwa 2 kg/qmm waren die Kompensatoreinstellungen für alle Farben gleich, von da an nahmen die Kompensatorverschiebungen vom Rot nach dem

Blau hin ab. Rechnet man hieraus die Differenzen der Brechungsexponenten  $n_e - n_0$  für die verschiedenen Wellenlängen aus, so ergibt sich für die geringeren Belastungen eine schwache Zunahme dieser Werte vom Rot zum Blau, für die höheren Belastungen eine schwache Abnahme. So betragen die Werte der  $n_e - n_0$  für die angegebenen 5 Wellenlängen

bei 2 kg/qmm 249, 251, 253, 255,  $257 \cdot 10^{-6}$

bei 3,42 kg/qmm 458, 455, 451, 446,  $446 \cdot 10^{-6}$ .

Verwendet man zur Charakterisierung der Dispersion nach Ambronn das Verhältnis  $(n_e - n_0)_v / (n_e - n_0)_r$ , und nimmt für den ersten Wert den für die Wellenlänge  $465 \mu\mu$ , für den zweiten den für  $650 \mu\mu$ , so ergibt sich für dieses Verhältnis, das wir mit  $\nu$  bezeichnen wollen, im ersten Falle 1,03, im zweiten Falle 0,97. Wir wollen den ersten Fall als aufrechte, den zweiten als umgekehrte Dispersion bezeichnen. Dasselbe Verhalten zeigte das Zelloid bei den auf S. 727 beschriebenen Versuchen über die zeitliche Änderung der Doppelbrechung (Fig. 6, Kurve I). Auch hier war unmittelbar nach dem Anhängen der Belastung die Kompensatorstellung für alle Farben die gleiche, was eine aufrechte Dispersion vom Werte  $\nu = 1,03$  bedeuten würde. Bei der zeitlichen Zunahme der Doppelbrechung dagegen trat eine allmähliche Abnahme der Kompensatorverschiebungen vom Rot zum Blau hin ein;  $\nu$  ging für die ersten 20 Stunden der Beobachtung auf 1,00 herunter und im späteren Verlauf trat umgekehrte Dispersion bis zum Betrag  $\nu = 0,98$  ein. Als aber derselbe Streifen von neuem eingespannt und stärker belastet wurde (Fig. 6, Kurve II), trat von vornherein umgekehrte Dispersion vom Betrage  $\nu = 0,98$  auf, die weiterhin allmählich zunahm bis zum Betrage  $\nu = 0,92$ . Bei der in Fig. 8 dargestellten Versuchsreihe mit konstanter Dehnung konnten die ersten Werte wegen des sehr schnellen Abklingens nicht beobachtet werden; nach einer halben Stunde war aber die Dispersion unzweifelhaft umgekehrt vom Betrage  $\nu = 0,92$  und blieb so bis zum Schluß der Beobachtungsreihe, wo  $\nu = 0,89$  gemessen wurde. In allen diesen Fällen trat die umgekehrte Dispersion in der Nähe und bei Überschreitung der Elastizitätsgrenze auf. Bei den in Fig. 9 dargestellten Messungen, die sich innerhalb der Elastizitätsgrenze bewegen,

waren die Kompensatorstellungen für alle Farben gleich, was auf eine aufrechte Dispersion vom Betrage 1,03 schließen lassen würde.

Es bedarf aber vielleicht einer Erörterung darüber, mit welcher Sicherheit die angewandte Methode den Charakter der Dispersion zu beurteilen gestattet. Es seien mit Ambronn<sup>1)</sup> die Unterschiede der Brechungsexponenten für  $\lambda_r = 650$  mit  $\varepsilon_r$ , für  $\lambda_v = 465$  mit  $\varepsilon_v$ , die entsprechenden Kompensatorverschiebungen mit  $\gamma_r$  und  $\gamma_v$ , die eine ganze Wellenlänge Gangunterschied kompensierenden Verschiebungen mit  $g_r$  und  $g_v$  bezeichnet. Dann ist, wenn noch  $d$  die Dicke des Zelluloidstreifens bedeutet,

$$\gamma_r - \gamma_v = d \left( \frac{g_r}{\lambda_r} \varepsilon_r - \frac{g_v}{\lambda_v} \varepsilon_v \right).$$

Der Übergang von der aufrechten zur umgekehrten Dispersion ist durch die Bedingung  $\varepsilon_r = \varepsilon_v$  gegeben. Bezeichnen wir diesen kritischen Wert von  $\varepsilon$  mit  $\bar{\varepsilon}$ , so ist der ihm entsprechende Unterschied der Kompensatorverschiebungen

$$\gamma_r - \gamma_v = d \left( \frac{g_r}{\lambda_r} - \frac{g_v}{\lambda_v} \right) \bar{\varepsilon} = 0,0336 \cdot d \cdot \bar{\varepsilon} \cdot 10^{-6},$$

wenn man die auf S. 733 gegebenen Werte für  $\lambda$  und  $g$  einsetzt und  $d$  in mm gemessen denkt. Für den ersten der oben besprochenen Fälle war bei 2 kg/qmm Spannung der Wert von  $\varepsilon$  rund  $250 \cdot 10^{-6}$ . Die Dicke des Streifens betrug 2 mm. Wäre für diesen Fall  $v = 1$ , so müßte also  $\gamma_r = \gamma_v + 16,8$ , d. h. die Kompensatorverschiebung müßte für Rot um etwa 17 Skalenteile größer sein als für Blau. Wäre die Dispersion schon hier umgekehrt, so müßte der Unterschied noch größer sein. Tatsächlich beobachtet wurde  $\gamma_r = \gamma_v = 550$  mit einer Genauigkeit der Einstellung, die sich i. M. auf 1 Proz. schätzen läßt. Danach dürfte die aufrechte Dispersion für die anfänglichen Dehnungen wohl als wirklich vorhanden anzusehen sein.<sup>2)</sup>

Die Möglichkeit so schwacher und in ihrem Charakter veränderlicher Dispersionen scheint mir mit den Ambronnschen Anschauungen und den von ihm an dem oben genannten

1) H. Ambronn, Ber. d. Sächs. Ges. d. Wiss. Math.-Phys. Kl. 68, S. 405.

2) Vgl. hierzu die Bemerkungen von F. Pockels gegen L. N. G. Filon in Ann. d. Phys. 11, S. 651. 1908.

Orte aufgestellten Mischungsregeln durchaus vereinbar zu sein. Bezeichnen wir mit Ambronn durch  $a : b$  das Mischungsverhältnis der beiden Komponenten, aus denen das Zelluloid besteht, mit  $\epsilon'$  und  $\epsilon''$  ihre Doppelbrechungen, und setzen wir  $a \cdot \epsilon'_r / b \cdot \epsilon''_r = x$ , so ist die Doppelbrechung des Zelluloids für rotes Licht gegeben durch

$$\epsilon_r = \frac{a \cdot \epsilon'_r + b \cdot \epsilon''_r}{a + b} = \frac{b}{a + b} \cdot \epsilon''_r (1 + x),$$

die Dispersion aber durch

$$\nu = \frac{\nu'' + x \nu'}{1 + x}.$$

Da für den Kampfer  $\epsilon''$  negativ, für die Grundsubstanz  $\epsilon'$  positiv anzunehmen ist, so ist auch  $x$  negativ. Daher ist die Doppelbrechung  $\epsilon$  nur so lange positiv, als der absolute Wert von  $x$  größer als 1 ist. Dabei kann aber sehr wohl  $\nu$  größer, gleich oder kleiner als 1 sein; denn  $\nu$  wird gleich 1, wenn der absolute Wert von  $x = \frac{\nu'' - 1}{\nu' - 1}$  ist. Also würden die

Beobachtungen zu erklären sein unter der Annahme, daß die Dispersion der künstlichen Doppelbrechung der Grundsubstanz kleiner als die der Doppelbrechung des Kampfers wäre.

Um einen Beweis dafür zu haben, daß der beobachtete Verlauf der Erscheinungen für das Zelluloid im besonderen charakteristisch ist, wurden die gleichen Messungen über die zeitliche Änderung und die Dispersion der Doppelbrechung an trockenen (nicht gequollenen) Gelatinefolien ausgeführt. Die Dicke der Folien lag zwischen 0,31 und 0,38 mm, war aber nicht gleichmäßig und nicht genau zu bestimmen. Ich beschränke mich daher, in den folgenden beiden Tabellen nur die Werte von  $d \cdot (n_s - n_0)$  anzugeben. Die Zeit ist in Stunden gerechnet.

Der zeitliche Verlauf, die Zunahme bei konstanter Belastung, die Abnahme bei konstanter Dehnung, ist ganz ähnlich dem Verlauf beim Zelluloid. Aber die Dispersion ist unter allen Umständen und von Anfang an ausgesprochen aufrecht, in solchem Maße, daß die Kompensatorverschiebungen niemals auch nur gleich waren, sondern immer vom roten nach dem blauen Ende des Spektrums hin zunahmen. Die Dispersion war also hier größer als die der Doppelbrechung des Quarzes.

Tabelle 2.  
Dehnung von Gelatine bei konstanter Spannung.

Zeit	$\lambda = 650$	589	540	500
0	0,185	0,186	0,140	0,146
4	0,170	0,171	0,173	0,174
6	0,175	0,179	0,183	0,189
7	0,178	0,185	0,191	0,194
22	0,197	0,208	0,207	0,211

Tabelle 3.  
Dehnung von Gelatine bei konstanter Dehnung (0,8%).

Zeit	$\lambda = 650$	589	540	500
0	0,255	0,263	0,269	0,275
4	0,228	0,235	0,242	0,248
6,5	0,216	0,225	0,231	0,235
25	0,175	0,181	0,185	0,192
55	0,161	0,169	0,175	0,181

Ich muß aber darauf aufmerksam machen, daß Hr. Reeb in seiner Arbeit (s. o.) ebenfalls Messungen an einer Gelatinefolie, allerdings einer wesentlich dünneren ( $d = 0,08$  mm) ausgeführt und ein anderes Ergebnis erhalten hat; denn er gibt an, daß die Kompensatorverschiebungen bei Dehnungen bis zum Zerreissen für alle Farben die gleichen gewesen wären. Danach wäre für die von ihm untersuchte Gelatine die Dispersion der Doppelbrechung wesentlich kleiner, nämlich der des Quarzes entsprechend, gewesen.

Im Gegensatz zu den geringen Dispersionen, die bei meinen Versuchen am Zelluloid auftraten, hat Hr. Ambronn bei den von ihm angewandten Dehnungen, die bis 70 Proz. gingen, außerordentlich hohe Dispersionen ( $v = 1,6$ ) gefunden. Er beobachtete dabei Zelluloidstreifen, die unter Erwärmen dauernd gestreckt waren, also die remanente Doppelbrechung. Um diesen Beobachtungen näher zu kommen, habe ich auch versucht, große Dehnungen dadurch zu erreichen, daß das Zelluloid mit Hilfe der Flügelschrauben an der Dehnungsvorrichtung unter häufigem Entspannen langsam immer stärker gedehnt wurde. So ließen sich Dehnungen bis zu 30 Proz. erreichen, ohne daß das Zelluloid zerriß. Es ergab sich aber bei diesen

Messungen eine Schwierigkeit, die in der von mir benutzten Methode zur Messung der Dispersion begründet war. Sobald nämlich die Gangunterschiede über eine ganze Wellenlänge hinausgehen, läßt sich der wirkliche Gangunterschied nur richtig beurteilen, wenn man das Wandern der Interferenzstreifen verfolgen kann, also nur bei allmählicher Beanspruchung; bei plötzlichen starken Beanspruchungen bleibt man im Unwissen über die ganzen Vielfachen der Wellenlänge des Gangunterschiedes. Über diese kann man in solchen Fällen nur an keilförmigen Streifen des gedehnten Materials Aufschluß gewinnen, wie sie Hr. Ambronn früher benutzt hat. Ich mußte daher eine Hilfskraft in Anspruch nehmen, die das Anziehen der Flügelschrauben besorgte, während ich selber das Wandern der Streifen verfolgte. Trotzdem erregte der merkwürdige Verlauf der erzielten Ergebnisse Bedenken gegen die Richtigkeit der Auffassung der Beobachtungen. Nachdem aber Hr. Dr. Wächtler in seiner bei Hrn. Ambronn ausgeführten Untersuchung „über die Beziehungen zwischen Doppelbrechung und Dauerdeformation in einigen Gelen“<sup>1)</sup> einen ganz ähnlichen Verlauf der Erscheinungen beobachtet hat, glaube ich auch von diesem Teil meiner Messungen das Wesentlichste in Kürze mitteilen zu sollen.

#### **Remanente Doppelbrechung.**

Die Versuche wurden in der Weise angestellt, daß das Zelloid mit den Flügelschrauben gedehnt und die Verlängerung zwischen den Strichmarken auf dem Streifen mit dem Kathetometer gemessen wurde. Dann wurde entspannt und unmittelbar darauf die remanente Doppelbrechung und danach die remanente Dehnung gemessen. Desgleichen wurde die Dickenänderung gemessen und bei der Berechnung der  $n_e - n_0$  berücksichtigt. (Vgl. Tab. 4).

Auch das Abklingen der Doppelbrechung wurde nach der letzten Dehnung beobachtet. Die folgende Tab. 5 gibt die aus den Beobachtungen berechneten Werte.

Die remanente Dehnung ist nach den Zahlen in Tab. 4 augenscheinlich der Überschreitung der Elastizitätsgrenze nahezu proportional. Fig. 12 stellt die Beziehungen zwischen rema-

---

1) M. Wächtler, Diss. Jena, 1924.

Tabelle 4.

Dehnung vor d. Entsp. %	Überschrei- tung der Elast.-Grenze %	Remanente Dehnung %	Remanente Doppelbrechung				
			$\lambda = 650$	589	540	500	$465 \mu\mu$
1,0	0	0,0	3	3	3	3	$3 \cdot 10^{-6}$
3,2	1,7	1,7	25	18	14	12	8
7,0	5,5	4,1	144	123	110	100	81
11,7	10,2	9,2	194	175	159	142	117
14,8	18,3	12,2	309	241	211	179	152
19,5	18,0	17,0	305	271	245	208	168
23,5	22,0	21,2	23	17	6	-22	-48
30,8	29,3	27,5	34	25	9	-23	-57

Tabelle 5.

Zeit in Stunden	Remanente Dehnung %	Remanente Doppelbrechung				
		$\lambda = 650$	589	540	500	$465 \mu\mu$
0	27,5	34	25	9	-23	$-57 \cdot 10^{-6}$
1,5	27,0	21	14	-1	-34	-72
5,5	26,3	10	6	-18	-38	-80
21,0	26,0	-2	-8	-21	-50	-89
70,0	26,0	-9	-14	-29	-51	-90

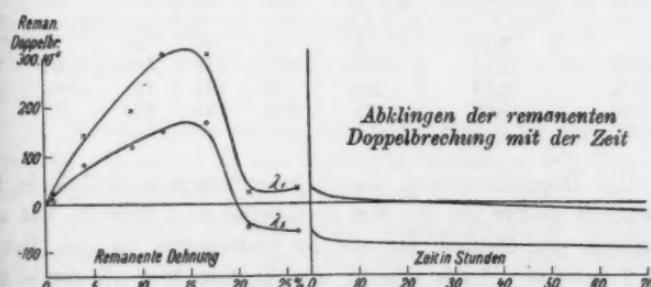


Fig. 12.

nenter Dehnung und remanenter Doppelbrechung graphisch dar. Die Kurven zeigen einen ganz ähnlichen Verlauf wie die Kurven, die Hr. Wächtler gefunden hat, den Anstieg der

Doppelbrechung bis zu einem Maximum, dann einen Abfall, der anfangs steiler, allmählich immer schwächer verläuft, außerdem umgekehrte Dispersion, d. h. die Kurve für blau liegt unterhalb der Kurve für rot. Der Unterschied meiner Ergebnisse von denen Wächtlers besteht vor allem darin, daß der Abfall bei meinen Kurven sehr steil ist; das Maximum tritt erst bei größeren remanenten Dehnungen ein und ist höher, als bei Wächtler; der Übergang in die negative Doppelbrechung erfolgt bei meinen Beobachtungen nur für die kurzen Wellenlängen, für die langen Wellenlängen erst bei der Abklingung, bei Wächtler für alle Farben und schon bei Dehnungen, die zwischen 10 und 20 Proz. liegen. Aber alle diese Unterschiede dürften sich wohl ganz einfach darauf zurückführen lassen, daß Hr. Wächtler mit einem wesentlich kampferreicherem Zelluloid gearbeitet hat, als ich. Um den Einfluß des Kampfergehaltes auch auf diese Erscheinungen zu studieren, habe ich noch einen Streifen untersucht, dessen Kampfergehalt durch längeres Liegen in Alkohol stark verringert war. Es ergaben sich die Zahlen der Tabelle 6.

Tabelle 6.

Dehnung vor d. Entsp. %	Remanente Dehnung %	Remanente Doppelbrechung				
		$\lambda = 650$	589	540	500	$465 \mu\mu$
1	0,72	45	42	38	32	$26 \cdot 10^{-6}$
2,82	1,72	124	115	110	106	91
3,72	2,28	189	180	171	161	145
6,00	4,00	273	239	235	223	212

Die Doppelbrechung dieses kampferarmen Zelluloids ist wesentlich größer als die des gewöhnlichen Zelluloids, wie ein Vergleich der Zahlen für gleiche Dehnungen in den Tab. 4 und 6 beweist. Auch scheint der Anstieg hier gleichmäßiger zu sein. Die Dispersion ist ebenfalls umgekehrt, aber geringer; wenn man in beiden Tabellen von der ersten, etwas unsicheren Reihe absieht, so liegt der Wert von  $\nu$  für die Beobachtungen der Tab. 4 zwischen 0,3 und 0,6, für die Zahlen der Tab. 6 dagegen zwischen 0,73 und 0,78.

Zusammenfassung.

1. Der Elastizitätsmodul des Zelluloids liegt zwischen 225 und 233 kg/qmm, die Elastizitätsgrenze bei 1,5 Proz. Dehnung, bez. bei einer Spannung von rund 3,5 kg/qmm.

2. Die Doppelbrechung  $n_e - n_0$  ist innerhalb der Elastizitätsgrenze der Dehnung bez. der Spannung proportional. Doch hängt ihre Größe ganz vom Kampfergehalt ab; der Wert der spezifischen Doppelbrechung nimmt mit wachsendem Kampfergehalt ab von  $46 \cdot 10^{-3}$  beim Gehalt 0 bis  $5 \cdot 10^{-3}$  beim Gehalt 50 Proz.

3. Die Doppelbrechung nimmt mit der Zeit bei konstanter Belastung zu, bei konstanter Dehnung ab, anfangs schnell, später immer langsamer. Innerhalb der Elastizitätsgrenze lässt sich die Abhängigkeit von der Zeit durch eine Exponentialformel darstellen. Bei wiederholten konstanten Dehnungen wird die zeitliche Abnahme der Doppelbrechung immer stärker; doch bleibt gewöhnliches Zelluloid dabei positiv doppelbrechend bis zu 10 Proz. Dehnung, während kampferreiches Zelluloid schon nach wiederholter Dehnung auf negative Werte der Doppelbrechung abklingt.

4. Die Dispersion der Doppelbrechung ist in den untersuchten Fällen, die nicht weit über die Elastizitätsgrenze hinausgingen, sehr gering. Sie hat bei schwacher Dehnung aufrechten Charakter, d. h.  $n_e - n_0$  für blau größer als für rot, bei Annäherung an die Elastizitätsgrenze und jenseits derselben umgekehrten Charakter, d. h.  $n_e - n_0$  für blau kleiner als für rot.

5. Gelatinefolien zeigen in der Abhängigkeit der Doppelbrechung von der Zeit ein ähnliches Verhalten wie Zelluloid, haben aber stets aufrechte Dispersion.

6. Remanente Dehnung und Doppelbrechung wurde bis zu Dehnungen von 30 Proz. untersucht. Die Doppelbrechung ist zunächst positiv, steigt bis zu einem Maximum, fällt dann anfangs steil, dann langsamer ab, und geht für die kurzen Wellen unmittelbar, für die langen Wellen in der Abklingungsperiode in negative Werte über. Die Dispersion ist umgekehrt. Bei kampferarmem Zelluloid war die remanente Doppelbrechung wesentlich größer, die Dispersion ebenfalls umgekehrt.

Alle diese auffallenden Anomalien des Zelluloids zeigen klar und deutlich, daß das Zelluloid eine vollkommen ungeeignete Substanz ist, um, wie es in letzter Zeit mehrfach geschehen ist,<sup>1)</sup> an Platten aus diesem Material aus der Verteilung der Doppelbrechung bei gegebenen elastischen Beanspruchungen Schlüsse auf die Verteilung der inneren Spannungen zu ziehen.

Gießen, Physikal. Inst. d. Universität, April 1924.

---

1) E. Asch, Ztschr. f. techn. Physik 3. S. 295. 1922; W. Birnbaum, Ztschr. f. techn. Physik 5. S. 148. 1924.

(Eingegangen 19. April 1924.)

5. ***Die Absorptionsspektren  
der Elemente der Eisengruppe;  
von E. v. Angerer und G. Joos.***

1. Einleitung.

Die Bedeutung der Absorptionsspektren für die Erforschung des Atombaus ist von mehreren Forschern bereits eingehend gewürdigt<sup>1)</sup> worden. Es sei deshalb nur kurz auf folgendes hingewiesen: Nach der Bohrschen Theorie wird von einem unangeregten Atom nur Licht derjenigen Frequenz absorbiert, deren  $h\nu$  mit dem Energieunterschied zwischen dem Grundzustand und einem von diesem ohne Verstoß gegen das Auswahlprinzip erreichbaren höheren Quantenzustand übereinstimmt. Kennt man die beiden Terme, deren Differenz die Frequenz einer beobachteten Absorptionslinie ergibt, so kann man — abgesehen von einem unten näher umschriebenen Sonderfall — behaupten, daß der größere derselben zum Grundzustand des Atoms gehört.<sup>2)</sup> Da für die meisten physikalischen und chemischen Erscheinungen nur die Eigenschaften des Grundzustandes in Betracht kommen, ist es besonders wichtig, diesen zu kennen, und der Weg zu seiner Erkenntnis führt über die Untersuchung des Absorptionsspektrums. Gibt dieses nun unter allen Umständen nur die vom Normalzustand ausgehenden Linien? Diese Frage ist nur dann ohne Einschränkung zu bejahen, wenn sich der absorbierende Dampf auf der absoluten Temperatur 0 befindet. Bei höherer Temperatur existieren nach dem Boltzmannschen Prinzip bereits angeregte Atome, und zwar wird das Verhältnis der Zahl der angeregten Atome  $n_a$  zu der der unangeregten  $n_0$ :

$$\frac{n_a}{n_0} = e^{-\frac{(e_a - e_0)}{kT}}$$

1) Z. B. W. Grotrian, Ztschr. f. Phys. 12, S. 218. 1922.

2) Infolge der üblichen Festsetzung des Nullpunktes der Energie gehört der größte Term zum Zustand kleinster Energie.

wenn wir den Energieunterschied der beiden Zustände mit  $\varepsilon_a - \varepsilon_0$  bezeichnen. Um eine Vorstellung von der Größe dieses Verhältnisses zu geben, seien in der folgenden Tabelle für verschiedene Temperaturen und Energiedifferenzen (letztere in Voltelektronen ausgedrückt) die Werte von  $n_a/n_0$  angegeben:

Tabelle 1.

$\varepsilon_a - \varepsilon_0$	$T = 300$	1000	2000
0,01	0,68	0,89	0,94
0,1	0,021	0,81	0,56
2	$2,5 \cdot 10^{-34}$	$0,9 \cdot 10^{-10}$	$0,9 \cdot 10^{-6}$

Die Energiedifferenz der Komponenten eines komplexen Terms, die sich nur in der inneren Quantenzahl unterscheiden (z. B. der beiden p-Niveaus der Alkalien) ist bei den leichteren Elementen von der Größenordnung 0,01 V.-E., bei Zimmer-temperatur sind also bereits die von den energiereicheren Komponenten des Grundzustandes ausgehenden Linien ebenfalls zu erwarten. Dagegen beträgt bei allen bisher untersuchten Elementen der Energieunterschied zweier sich in der azimutalen Quantenzahl unterscheidenden Zustände, d. h. die eigentliche Anregungsspannung, mehr als 1 V.-E. Selbst bei sehr hoher Temperatur sind also nach obiger Tabelle derartig angeregte Niveaus nur in verschwindender Konzentration vorhanden, so daß die von ihnen ausgehenden Spektrallinien in der Absorption fehlen. Man wird daher im allgemeinen als Absorptionslinien nur die von den Komponenten des Grundterms ausgehenden Linien erhalten. Nur in folgendem, bisher nicht beobachteten Fall würden die Absorptionsbeobachtungen zu falschen Schlüssen in bezug auf den Grundzustand führen: Es seien, wie beim Helium, zwei prinzipiell verschiedene Konfigurationstypen vorhanden, die optisch nicht miteinander kombinieren. Ist nun der Energieunterschied zwischen beiden nicht wie bei He groß, sondern von der Größenordnung einiger Hundertstel V.-E., so sind beide Typen bei höherer Temperatur ausgebildet. Fallen nun weiter die vom wahren Grundzustand ausgehenden Linien ganz außerhalb des Bereiches des angewandten Spektrographen, so entgeht dieser Zustand ganz der Beobachtung und man wird, falls die vom anderen Zustand ausgehenden Linien in Absorption beobachtet werden, diesen als Grundzustand des Atoms ansehen.

Abgesehen von diesem ziemlich unwahrscheinlichen Sonderfall, stellt die Absorptionsbeobachtung ein sicheres Mittel dar, um alle vom Grundniveau bzw. dessen Komponenten ausgehenden Linien herauszufinden, was besonders bei linienreichen Spektren von Bedeutung ist. Unter diesem Gesichtspunkt haben wir uns zur Aufgabe gestellt, in den durch ihren Linienreichtum berüchtigten Spektren der ferromagnetischen Elemente die Absorptionslinien zu erforschen. Noch vor Abschluß unserer Untersuchungen am Eisen, deren wichtigstes Ergebnis wir bereits in einer kurzen Notiz in den Naturwissenschaften mitteilten<sup>1)</sup>, veröffentlichten Gieseiler und Grotrian die Resultate ihrer in gleicher Absicht unternommenen Versuche mit Eisen.<sup>2)</sup> Da sich diese durchweg mit unseren Messungen deckten, verlegten wir für das Eisen den Schwerpunkt unserer Arbeit ins äußerste Ultraviolett, für das unsere Versuchsanordnung besonders günstig war. Die Untersuchung der Elemente Kobalt und Nickel fiel uns gemäß einer von Hrn. Grotrian in entgegenkommender Weise mit uns durchgeföhrten Arbeitsteilung im ganzen zugänglichen Spektralgebiet zu.

## 2. Versuchsanordnung.

a) *Lichtquelle:* Es ist bei derartigen Versuchen, wo der zu untersuchende Dampf selbst Licht emittiert, notwendig, daß die Temperatur der Lichtquelle, die das kontinuierliche Spektrum liefert, wesentlich höher ist als die des Dampfes. Wir verwendeten den kondensierten Funken unter Wasser, der bekanntlich<sup>3)</sup> ein kontinuierliches Spektrum bis weit ins Ultraviolett liefert. Die benutzte Schaltung (Fig. 1), die wir Hrn. Zenneck verdanken, zeichnete sich durch Betriebssicherheit und Leistungsfähigkeit aus. Von der Sekundärspule eines großen Boaschen Resonanztransformators (primär etwa 50 Volt und 2 Amp.) führten die Leitungen *RR* einerseits zu der Funkenstrecke *F* (Magnesiumelektroden von 50 mm Durchmesser, hier benutzte Schlagweite 2 mm), andererseits zu den inneren Belegungen von vier großen Leydener Flaschen

1) Naturwissenschaften 12. S. 140. 1924.

2) H. Gieseiler u. W. Grotrian, Ztsch. f. Phys. 22. S. 245. 1924.

3) V. Henry, Phys. Ztschr. 14. S. 516. 1913; L. u. E. Bloch, C. R., 174. S. 1456. 1922 u. a.

*CC* von je 10000 cm Kapazität. Die äußersten Belegungen der Flaschen waren durch die Selbstinduktion *L* (Kupferband-Flach-

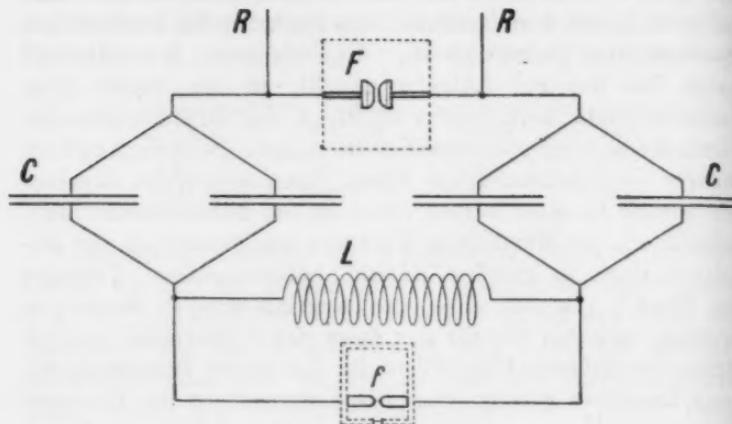


Fig. 1.

spule) miteinander verbunden. Parallel zu dieser lag die Wasser-funkenstrecke *f* (etwa 0,2 mm). Während der Ladeperiode der Flaschen passiert der niederfrequente Strom leicht *L*. Sobald

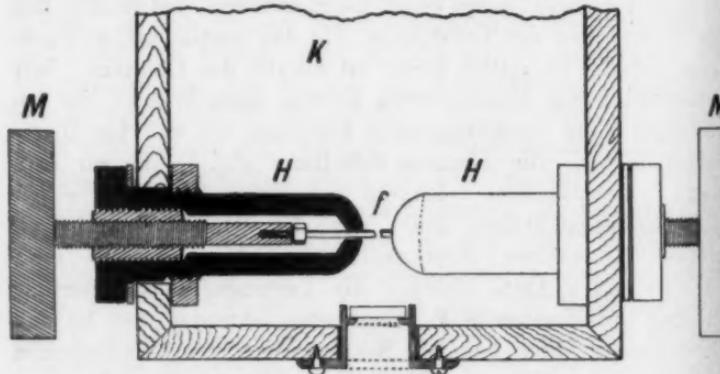


Fig. 2.

aber bei *F* ein Funken überschlägt, entsteht an den Klemmen von *L* wegen der hohen Frequenz des Entladungsstromes eine beträchtliche Spannung, die sich durch *f* hindurch ausgleicht.

Die Elektroden der Wasserfunkenstrecke müssen ziemlich starr konstruiert sein, damit sie durch die heftigen Erschütterungen, denen sie beim Betrieb ausgesetzt sind, nicht deformiert werden, ferner müssen sie wegen des beträchtlichen Abbrandes dauernd nachgestellt werden können; außerdem soll die Isolation der Elektroden möglichst nahe an die Funkenstrecke heranreichen. Die in Fig. 2 im Grundriß gezeichnete Ausführung hat sich gut bewährt. Die Funkenstrecke ist in einem mit Paraffin gedichteten Eichenholztrögen *K* eingebaut, der ein Quarzfenster zum Austritt der Strahlung besitzt. Der Funke *f* geht zwischen zwei Aluminiumdrähten von 2 mm Durchmesser über. Mit dem gewöhnlichen, technischen Aluminium erhielten wir ein kräftiges kontinuierliches Spektrum, daß in weiten Bereichen frei von Linien war. Außer den stark verbreiterten, selbstumgekehrten Al-Linien der 1. und 2. Nebenserie erschienen auf den Spektrogrammen die Al-Funkenlinie 2816 sowie einige Fe-Linien in Emission. Bei der Untersuchung von Eisen benutzten wir deshalb Kupferdrähte als Elektroden, die keine Fe-Linien zeigten; unter 2300 Å.-E. traten hier jedoch zahlreiche Cu-Linien teils in Emission, teils in Absorption auf. — Wie aus Fig. 2 ersichtlich, werden diese Aluminiumdrähte von je einer Schraubenspindel (aus Messing) getragen, so daß durch Drehung der Hartgummischeiben *M M* die Funkenstrecke während des Betriebes dem Abbrand entsprechend nachgestellt werden kann. Über die Metallteile sind die Hartgummibuchsen *HH* geschoben, deren Hohlräume mit Vaseline ausgefüllt wurden. Zur Füllung des Tröges verwendeten wir Leitungswasser, das, sobald es sich durch zerstäubtes Metall etwas getrübt hatte, erneuert wurde.

b) *Erzeugung der Metalldämpfe.* Bei den Vorversuchen hofften wir, den Eisendampf durch starkes Glühen eines etwa 10 cm langen Eisendrahtes erzeugen zu können, der in einem mit Argon von 0,5 mm Druck gefüllten, beiderseits mit Quarzlinsen verschlossenen Glasrohr axial gespannt war. So erhielten wir jedoch nur die Linie Fe 2523 ganz schwach in Absorption, und weitere Versuche, Eisenpulver auf einen Streifen Platinfolie aufzustreuen, der dann zur Weißglut erhitzt wurde, hatten zunächst (aus technischen Gründen) keinen Erfolg. Da uns die Mittel zur Beschaffung eines

Kingschen Kohlerohr-Widerstandsofen<sup>1)</sup> nicht zur Verfügung standen, bauten wir einen kleinen Lichtbogenofen von der Art, wie ihn King vor 20 Jahren verwendet hat.<sup>2)</sup>

Unser Ofen ist in Fig. 3 im Aufriß gezeichnet. Er besteht aus einem Kohlerohr *A* (200 mm lang, 20 mm innerer, 30 mm äußerer Durchmesser. Bezugssquelle: Conrady, Nürnberg) und einer Bogenlampenkohle *D* (14 mm Durchmesser).

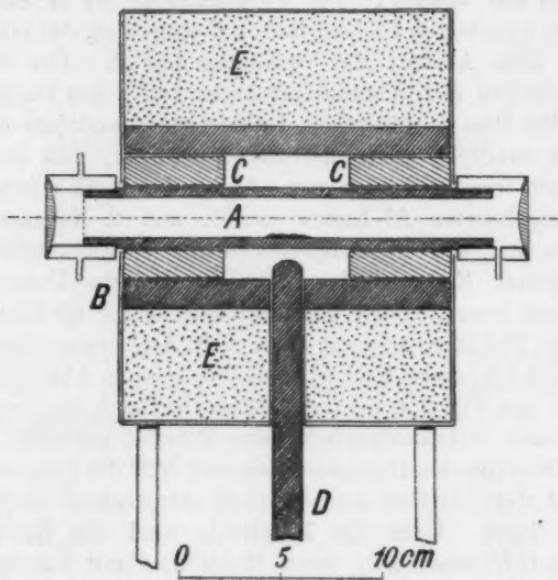


Fig. 3.

*D* ist, unter Zwischenschaltung eines Widerstandes, an den negativen Pol der Stadtleitung (110 Volt) gelegt, *A* mit dem Mittelleiter verbunden. Dann kann durch Berührung ein Lichtbogen zwischen *A* und *D* gezündet werden. *A* ist von dem dickwandigen Kohlerohr *B* (Zylinder eines Bunsenelementes) umschlossen; es wird durch die beiden Tonzyliner *CC*, die mit einer Mischung aus Ton und gebrannter Magnesia (mit

1) A. S. King, Contributions of Mt. Wilson solar Obs. 247. S. 354. 1922.

2) A. S. King, Ann. d. Phys. 16. S. 360. 1905.

Wasser angerührt) in *B* eingekittet sind, gehalten. Auf der Mantelfläche und den Stirnseiten wurde *B* mit einem dicken Anstrich von einer Mischung aus Wasserglas und Talkum versehen. Zur weiteren Wärmeisolation ist *B* von zwei Halbzylindern *E E* aus einer porösen, gebrannten Kieselgurmasse („Diatomitschalen“ von Grünzweig & Hartmann, Ludwigshafen) umschlossen; die äußere Bekleidung des Ofens besteht aus Asbestpappe, die nur Öffnungen für das Rohr *A* freiläßt. Beide Öffnungen von *A* sind durch plankonvexe Linsen aus kristallinischem Quarz verschlossen, die mit Siegellack auf hohle, durch strömendes Wasser gekühlte Flanschen aus Messingblech aufgekittet sind. Durch jeden Flansch führt ein enges Röhrchen zu dem Lumen von *A*, durch das Stickstoff oder Argon zu- bzw. abgeleitet werden kann, außerdem wird hier der elektrische Strom zugeführt.

Die Rohre *A* haben trotz ihrer geringen Wandstärke von nur 5 mm eine viel größere Lebensdauer, als man erwarten sollte. Offenbar brennt der Lichtbogen, wie schon King vermutete, in einer sehr sauerstoffarmen Atmosphäre, zumal wenn nach längerem Betrieb auch das Rohr *B* hellglühend geworden ist. Ein Nachschieben der negativen Kohle *D* ist nur selten nötig, und wenn man von Zeit zu Zeit *A* etwas um seine Achse dreht, um dem Bogen eine neue Angriffsstelle zu geben, kann man mehrere Stunden mit einem Rohr arbeiten. Übrigens ist *D* bei dem neueren Modell des Ofens etwas seitlich angebracht, so daß man nach Beendigung einer Versuchsreihe nach dem Herausziehen und Umkehren von *A* den Bogen gegen eine noch unberührte Stelle brennen lassen kann. — Anode und Kathode überziehen sich mit einer mattgrauen, harten Graphitschicht.

Der Ofen wurde mit 5 Amp. angeheizt; dabei machten wir das Rohr zur Kathode, um es zu schonen. Allmählich wurde der Strom bis auf 25—30 Amp. gesteigert. Die heißeste Stelle war nur 1—2 qcm groß. Da unter diesen Umständen von einem Temperaturgleichgewicht keine Rede sein konnte, der Metalldampf vielmehr ständig nach den kühleren Stellen strömte, haben wir keine Temperaturmessungen vorgenommen. Die Temperatur der heißesten Zone schätzen wir auf etwa 2500° (Siedepunkt von Eisen).

Wegen der einfachen Herstellung, der Billigkeit und der Fähigkeit schon  $\frac{1}{2}$  Stunde nach dem Anheizen sehr hohe Temperaturen zu liefern, eignet sich ein derartiger Ofen sehr gut für ähnliche Untersuchungen. Nachteilig ist, daß der Ofen besonders in der ersten Zeit nach der Herstellung erhebliche Mengen von Dämpfen abgibt, die sich auf den Linsen niederschlagen. Wir haben deshalb die Linsen durch Glimmerplatten geschützt, die durch Schlitze in die Flanschen gesteckt und unmittelbar vor der Aufnahme herausgezogen wurden. Bei Aufnahmen im äußersten Ultraviolett, die bis zu 20 Minuten dauerten, mußte jedoch die Exposition ein- bis zweimal zum Reinigen der Linsen unterbrochen werden.

Das zu untersuchende Metall wurde in die Mitte des Rohres A gebracht. Wir verwendeten folgendes Material: Fe: Eisenblech unbekannter Herkunft; Eisenpulver. Ni: Einen zu Blech ausgehämmerten Nickelwürfel. Co: Pulverförmiges Cobaltum puriss. Kahlbaum.

c) *Optik.* Das Licht des Wasserfunkens ging nach Passieren der ersten Linse als paralleles Bündel durch den Ofen und wurde von der zweiten Linse auf dem Spalt des Spektrographen gesammelt. Die Lichtemission der glühenden Dämpfe stört bei dieser Anordnung viel weniger als bei der sonst üblichen Abbildung der Lichtquelle im Ofen. Die Vergrößerung der Brennweiten ( $10\%$ ) für ultraviolet (2500 Å-E.) wurde berücksichtigt.

Der Nachweis schwacher Absorptionslinien stellt an den Spektrographen ziemlich hohe Anforderungen; denn da diese Linien sehr scharf sind, der Schwärzungsdefekt des kontinuierlichen Grundes also nur eine (nahezu monochromatische) Wellenlänge betrifft, kann er bei etwas weiterem Spalt und nicht ganz scharfer Einstellung unmerklich klein werden, besonders wenn man nur über mäßige Dispersion verfügt. Dies ist ein wesentlicher Unterschied gegenüber schwachen Emissionslinien, auf den z. B. kürzlich W. Schütz<sup>1)</sup> hingewiesen hat. — Wir benutzten einen Steinheilschen Quarzspektrographen mit einem Prisma, der nach der Vorschrift von P. P. Koch justiert worden war. Die Platten ( $6\frac{1}{2} \times 18$  cm) wurden etwas durch-

---

1) W. Schütz, Phys. Ztschr. 24. S. 459. 1923.

gebogen (Pfeilhöhe 0,7 mm). Bei einer Spaltweite von nur 0,007 mm und einer Abblendung des Kameraobjektives auf etwa F:12 waren die Spektren von vorzüglicher Schärfe. Sehr gute Ergebnisse hatten wir mit den wohlfeilen „Eisenberger Reformplatten“, die im Ultraviolet empfindlicher als z. B. Agfa Extra-Rapid-Platten sind und sich durch Klarheit und feines Korn auszeichnen. Für 2300—2100 Å.-E. kamen selbstangefertigte Schumannplatten (mit doppelter Konzentration der Emulsion)<sup>1)</sup> zur Verwendung.

Die Dispersion des Spektrographen betrug bei 3000 Å. 15, bei 2000 Å.-E. 4,4 Å.-E./mm.

In üblicher Weise wurde — bei längeren Expositionszeiten vor und nach Exposition des kontinuierlichen Spektrums — durch Verschieben einer Spaltblende ein Vergleichsspektrum aufgenommen. Als solches diente in der Regel Eisen, das nach dem Atlas von Buisson identifiziert und nach den Messungen von Burns<sup>2)</sup> angegeben wurde. Für kürzere Wellenlängen benutzten wir den Funken zwischen Kupferelektroden (Wellenlängen nach Hasbach)<sup>3)</sup>, später die von Schumacher<sup>4)</sup> gemessenen Eisenlinien.

#### **Ergebnisse.**

A) Eisen: Das Eisenspektrum ist durch die Arbeiten von F. M. Walters, O. Laporte, sowie H. Gieseler und W. Grotrian<sup>5)</sup> in Multipletts geordnet worden, die durch Kombination zweier Tripletts- (im folgenden mit großen Buchstaben bezeichnet) und zweier Quintett-Terme (im folgenden mit kleinen Buchstaben gekennzeichnet), teils auch durch Kombination zwischen einem Tripletts- und einem Quintett-Term entstehen. Wir fügen daher zu den Wellenlängen der von uns beobachteten Absorptionslinien die Laportesche Termbezeichnung<sup>6)</sup> bei. Im nahen

1) Vgl. E. v. Angerer, *Techn. Kunstgriffe*. Braunschweig 1924.

2) K. Burns, *Ztschr. f. wiss. Photogr.* 12. S. 207. 1913.

3) K. Hasbach, *Ztschr. f. wiss. Photogr.* 13. S. 399. 1914.

4) H. Schumacher, *Ztschr. f. wiss. Photogr.* 19. S. 149. 1920.

5) F. M. Walters, *Journ. Wash. Acad.* 13. S. 243. 1924; H. Gieseler

u. W. Grotrian, *Ztschr. f. Phys.* 22. S. 245. 1924; O. Laporte, *Ztschr. f. Phys.* 24. S. 135. 1924.

6) Die durch verschiedene azimutale Quantenzahlen unterschiedenen Termtypen sind in der üblichen Weise mit *s*, *p*, *d*, *f* und *g* bezeichnet;

Ultraviolet, wo unsere Optik für die feinen Absorptionslinien unzureichend war, erhielten wir nur die stärksten Linien der einzelnen Multipletts, so aus

- M 1:	3440,81	Å.-E.	$d_4^1 - p_3^1$
- M 3:	3859,91	"	$d_4^1 - d_4^1$
- M 6:	3748,26	"	$d_1^1 - f_1^1$
	3745,56	"	$d_4^1 - f_2^1$
	3719,94	"	$d_4^1 - f_2^1$

Günstiger lagen bereits die Verhältnisse bei M 2, 4 und 7, von deren Linien wir einen großen Teil in Absorption fanden, so aus

- M 2:	2750,15	Å.-E.	$d_3^1 - p_3^2$	geschätzte Intens. <sup>1)</sup>	3
	2742,41	"	$d_2^1 - p_2^2$	"	2
	2723,58	"	$d_2^1 - p_1^2$	"	1
	2720,91	"	$d_2^1 - p_2^2$	"	2
	2719,04	"	$d_4^1 - p_2^2$	"	3
Aus M 4:	3047,61	,	$d_3^1 - d_3^2$	"	1
	3037,89	"	$d_1^1 - d_2^2$	"	1
	3021,08	nicht	$d_3^1 - d_2^2$		
	20,64	ge-	$d_4^1 - d_4^2$	"	6
	20,50	trennt	$d_3^1 - d_2^2$		
	3000,95	Å.-E.	$d_3^1 - d_1^2$	"	2
	2994,43	"	$d_3^1 - d_2^2$	"	2
	2983,57	"	$d_4^1 - d_2^2$	"	3
Aus M 7:	2973,14	„	$d_2^1 - f_2^2$		3
	24	„	$d_3^1 - f_4^2$	"	
	2970,11	"	$d_1^1 - f_2^2$	"	1
	2966,90	"	$d_4^1 - f_2^2$	"	3
	2953,94	"	$d_2^1 - f_2^2$	"	1
	2947,88	"	$d_3^1 - f_2^2$	"	2
	2936,90	"	$d_4^1 - f_2^2$	"	2

die verschiedenen Teinniveaus desselben Terms sind dadurch unterschieden, daß die zugehörigen inneren Quantenzahlen als untere Indizes angehängt sind, während die oberen Indizes eine vorläufige Bezifferung der Terme gleichen Type bedeuten. Die mit wagrechten Querstrichen bezeichneten Terme entsprechen den sogenannten gestrichenen Termen der Erdalkalien.

1) Wegen der Zunahme des Auflösungsvermögens des Spektrographen mit abnehmender Wellenlänge hat ein Vergleich der Intensitäten nur innerhalb benachbarter Liniengruppen Sinn, da die Linien des nahen Ultraviolet gegenüber denen im fernen Ultraviolet viel schwach erscheinen.

Von dem Interkombinationsmultiplett  $M\ 23$ , dessen Linie an sich schon schwach sind, war dagegen nur die stärkste Linie

$$2981,45 \text{ Å.-E. } d_3^1 - p_2^1$$

zu erkennen.

Die Multipletts 5 und 8, die bereits in ein für unseren Spektrographen günstiges Gebiet fallen, erhielten wir vollständig:

$M\ 5:$	2549,62	Å.-E.	$d_3^1 - d_4^3$	geschätzte Intens.	2
	2545,98	"	$d_3^1 - d_4^3$	"	3
	2540,98	"	$d_1^1 - d_3^3$	"	2
	2535,61	"	$d_0^1 - d_4^3$	"	1
	2529,83	"	$d_1^1 - d_4^3$	"	0
	2529,14	"	$d_3^1 - d_4^3$	"	2
	2527,44	"	$d_3^1 - d_4^3$	"	3
	2524,29	"	$d_1^1 - d_4^3$	"	1
	2522,86	"	$d_4^1 - d_4^3$	"	6
	2518,11	"	$d_3^1 - d_4^3$	"	2
	2510,84	"	$d_3^1 - d_4^3$	"	2
	2501,14	"	$d_4^1 - d_4^3$	"	3
$M\ 8:$	2491,16	Å.-E.	$d_1^1 - f_3^3$	geschätzte Intens.	4
	2490,66	"	$d_2^1 - f_3^3$	"	4
	2489,76	"	$d_3^1 - f_3^3$	"	2
	2488,15	"	$d_3^1 - f_4^3$	"	6
	2484,19	"	$d_1^1 - f_3^3$	"	2
	2488,28	"	$d_4^1 - f_3^3$	"	8
	2479,78	"	$d_3^1 - f_3^3$	"	1
	2472,91	"	$d_3^1 - f_3^3$	"	2
	87	"	$d_3^1 - f_1^3$	"	
	2462,65	"	$d_3^1 - f_3^3$	"	1
	2462,19	"	$d_3^1 - f_3^3$	"	2
	2447,71	"	$d_4^1 - f_3^3$	"	0

Weiterhin fanden wir bei 2300 Å.-E. eine Gruppe schwacher Absorptionslinien, die mit einem neuen von Walters entdeckten Multiplett nahezu übereinstimmt. Den von uns gemessenen Wellenlängen sind die von Schuhmacher (a. a. O.) mit besserer Optik ermittelten gegenübergestellt (in Int. Å.-E.):

$\lambda_{\text{gemessen}}$	Int.	Schuhmacher	$\lambda_{\text{gemessen}}$	Int.	Schuhmacher
2320,37	1	2320,88	2297,68	1	2297,78
2318,12	2	2318,07	2291,06	0	2291,14
2309,00	4	2308,99	2290,48	0	2290,54
2299,11	1	2299,22	2284,00	1	2284,06
2298,08	1	2298,18	2280,12	2	2280,20

Eine letzte von uns gefundene Gruppe von sehr schwachen Absorptionslinien ist bisher noch nicht gedeutet. Die Wellenlängen sind, verglichen mit den Schuhmacherschen Messungen:

$\lambda_{\text{gemessen}}$	Int.	Schuhmacher	$\lambda_{\text{gemessen}}$	Int.	Schuhmacher
2221,86	1	2221,80	2187,10	0	2187,11
2220,45	1	2220,36	2186,43	0	2186,43
2219,86	1	2219,84	2181,67	1	2181,68
2218,87	1	2218,59	2178,86	2	2187,88
2199,67	1	2199,65	2178,00	2	2178,02
2199,58	0	2199,56	2169,87 <sup>1)</sup>	4	2169,88
2192,13	1	2192,23	2166,71	2	2166,70
2191,68	1	2191,78	2164,55	1	2164,49

Die Realität einiger dieser Linien, insbesondere derer, deren Intensität mit 0 angegeben ist, steht nicht außer jedem Zweifel.

Da sämtliche eingeordneten Absorptionslinien von einem der  $d^1$ -Niveaus ausgehen, muß man als erwiesen ansehen, daß, falls nicht der oben umschriebene unwahrscheinliche Sonderfall vorliegt, der  $d^1$ -Term zum Grundzustand des Eisenatoms gehört. Dieses wichtige Resultat hatte auch Grotrian a. a. O. seinen Absorptionsbeobachtungen entnommen. Auch Laporte folgerte aus seinem Termschema dasselbe. Die Bedeutung dieser Tatsache, daß das letzte Elektron beim Eisen in einer azimuthal 3-quantigen Bahn gebunden ist, was bisher noch bei keinem Element beobachtet wurde, ist von Laporte a. a. O., sowie von R. Ladenburg<sup>2)</sup> gewürdigt worden. Unter anderem folgt daraus die Magnetonenzahl des Eisenatoms zu 6.

Daß sämtliche Teilniveaus des  $d^1$ -Terms als Ausgangsniveaus unserer Absorptionslinien vertreten sind, ist bei dem geringen Energieunterschied zwischen diesen (der größte Unterschied beträgt 0,12 V.-E.) und bei der Versuchstemperatur von rund 2000° nicht verwunderlich. Auf der Aufnahme mit der höchsten Temperatur finden sich sogar einige Linien angedeutet, die von dem nächsthöheren Term  $\bar{f}^1$  ausgehen, nämlich

$$\begin{array}{ll} 3767,19 & \bar{f}_1^1 - f_1^2 \\ 3763,79 & \bar{f}_2^1 - f_2^2 \end{array} \quad \begin{array}{ll} 3749,49 & \bar{f}_4^1 - f_4^2 \\ 3734,87 & \bar{f}_5^1 - f_5^2 \end{array}$$

Da nach Laporte die Energiedifferenz des  $d^1$ - und des

1) Vielleicht Pb 2170,00?

2) R. Ladenburg, Die Naturwissenschaften 12. S. 248. 1924.

$\ell^1$ -Terms nur 0,9 V.-E. beträgt, ist das Auftreten dieser Linien nach dem Boltzmannschen Prinzip durchaus zu erwarten.

B. Kobalt und Nickel: In den Spektren von Kobalt und Nickel kennt man bis jetzt keine Gesetzmäßigkeiten. Es dürften daher die von uns mitgeteilten Absorptionslinien einen Fingerzeig geben. Außer den von uns gemessenen Wellenlängen (I. Å.-E.) geben wir die von Exner und Haschek ermittelten, genaueren Werte an. Exner und Haschek beziehen ihre Wellenlängen auf das Rowland-system.<sup>1)</sup>

Kobalt:

gemessen	Int.	Exner u. Haschek	gemessen	Int.	Exner u. Haschek
3530,9	0	3529,96	2412,85	2	2412,97
3527,1	1	3526,97	2411,62	5	2411,73
3510,7	1	3510,59	2407,20	8	2407,95
3502,5	1	3502,45	2402,16	1	2402,20
8474,1	0	8474,17	2392,05	1	2392,07
9466,0 <sup>2)</sup>	1	8465,96	2384,90	2	2384,97
8454,4	1	8453,66	2380,30	0	2380,60
8444,1 <sup>3)</sup>	1	8443,79	2365,04	1	2365,12
8412,6	2	8412,79	2355,85	0	2354,58
		12,50	2353,42	1	2353,51
8405,6	0	8405,27	2346,03	0	2346,26
8044,15	2	8044,11			45,65
2544,12	1	2544,84	2345,05	0	2344,37
2535,77	3	2536,02	2385,88	1	2386,06
2528,88	6	2529,06			
2521,53	8	2521,49	2322,95	1	2323,26
					22,80
2489,10	3	2489,11	2311,75	1	2311,73
2436,80	3	2436,85	2295,30	2	2295,87
		36,51	2293,05	1	2292,80
2432,19	4	2432,28	2288,10	1	2287,93
2424,99	6	2425,06	2286,25	1	2286,25
2415,80	4	2415,40	2276,75	2	2276,65
2414,40	4	2414,55	2275,90	0	2275,51
			2274,70	3	2274,61

Nickel:

3524,6	1	3524,68	2347,55	2	2347,61
8515,2	1	3515,21	2345,55	2	2345,60
8492,8	2	3498,11	2337,50	0	2337,60/20
8461,7	2	3461,80	2325,85	1	2325,90
8458,7	1	3458,60	2320,00	6	2320,19
8445,7	2	3446,40	2317,10	1	2317,22
8438,1	1	3438,74	2318,85	2	2318,72
8415,3	1	3414,91	2312,20	1	2312,48
8369,1	0	8369,71	2311,10	4	2311,09

1) Die neuen Präzisionsmessungen von F. Dhein (Ztschr. f. wiss. Phot. 19. S. 289. 1920) über Kobalt reichen nur bis 2590,6 Å.-E.

2) Vielleicht Fe 8465,86? 3) Vielleicht Fe 8448,88?

**Anhang.**

Weitere Versuche, die Absorptionslinien des *Jodatoms* aufzufinden, hatten ein negatives Ergebnis: Wir verwendeten dazu ein mit ebenen Platten verschlossenes Rohr aus Quarzglas (18 ccm Inhalt), in welches 6 mg festes Jod eingefüllt wurden. Das Rohr wurde bis auf einige Tausendstel mm Hg evakuiert, abgeschmolzen, und kam dann in einen Platinwiderstandsofen von Heraeus. (Für die Überlassung des Ofens sind wir Hrn. Prof. Knoblauch zu Dank verpflichtet.) Im übrigen benutzten wir zunächst die eingangs beschriebene Versuchsanordnung (Wasserfunken und Quarzspektrograph), dann einen großen Spektrographen mit drei Flintglasprismen und als Lichtquelle eine Nernstlampe.

Wir erhitzten den Joddampf bis  $1050^{\circ}$ . Die violette Färbung wurde infolge der beginnenden Dissoziation über  $800^{\circ}$  erheblich blasser. Dieser Farbenwechsel rührte von der Schwächung des vom Molekül stammenden Bandenspektrums her, insbesondere der bei uns nicht aufgelösten Bande zwischen 5100 und 4800 Å.-E.

Absorptionslinien fanden wir nicht. Es kann also behauptet werden, daß atomares Jod in dem Spektralbereich von 6700—2300 Å.-E. durchsichtig ist.

München, Physikalisches Institut d. Techn. Hochschule,  
im April 1924.

(Eingegangen 28. April 1924.)

*6. Bemerkungen zu einer Arbeit von W. Heraeus  
über die Abhängigkeit der thermoelektrischen  
Kraft des Eisens von seiner Struktur;  
von G. Borelius.*

Die folgenden Bemerkungen zu der neulichst in diesen Annalen erschienenen Arbeit von W. Heraeus<sup>1)</sup> betreffen nur die Teile derselben, die eine Prüfung und Kritik der früheren Arbeiten von Gunneson und mir<sup>2),3)</sup> enthalten. Ich bin der Überzeugung, daß Heraeus betreffend dieser Sache besonders durch eine unglückliche Einseitigkeit bei der Auswahl seines Versuchsmateriales, zu falsche Schlüsse geführt worden ist.

Gunneson und ich hatten bei Zimmertemperatur die Thermokräfte von Eisenproben gemessen, die vorher auf verschiedene Temperaturen erhitzt und davon schnell abgekühlt waren. Die graphische Darstellung dieser Thermokräfte gegen die Erhitzungstemperaturen gab Kurven, die eine Reihe von Unstetigkeiten oder Hin- und Herschwingungen aufwiesen, aus denen die Existenz einer Periode von etwa Hundert Grad in den Eigenschaften des Materials geschlossen wurde. Die Amplituden der Kurven zeigten sich aber von dem Gehalt an nichtmetallischen Fremdstoffen abhängig. Sie waren bei einem vakuumgeschmolzenen Eisen mit 0,5% Si nur etwa 0,02 Mikrovolt pro Grad, während sie in Elektrolyteisen, das in Leuchtgas erhitzt worden war, etwa 1 Mikrovolt pro Grad betrugen.

Eine Drahtprobe aus reinem vakuumgeschmolzenen Elektrolyteisen zeigte überraschenderweise recht bedeutende Amplituden von etwa 0,1 Mikrovolt pro Grad, was auf eine trotz der Vakuumsschmelzung unvollständige Entgasung zurückgeführt wurde. Dieser Draht zeigte sich auch als thermoelektrisch

1) W. Heraeus, Ann. d. Phys. 73. S. 554. 1923. (Auszug aus einer im Druck nicht erschienenen Frankfurter Dissertation.)

2) G. Borelius u. F. Gunneson, Ann. d. Phys. 67. S. 227. 1922.

3) G. Borelius, Ann. d. Phys. 67. S. 236. 1922.

recht inhomogen und die Thermokraft-Temperaturkurve gab vielleicht deshalb die Periodizität nur verhältnismäßig schlecht wieder. Aus diesem Grund wurden die Messungen an diesem Materiale nur bis zu  $500^{\circ}$  fortgesetzt.

Heraeus hat nun bei seinem Versuche, meine Resultate zu reproduzieren, ein im Besitz der Firma Heraeus befindliches Stück derselben Lieferung von vakuumgeschmolzenen Elektrolyteisen untersucht, von der ich meine Proben genommen hatte. Da er hierbei Amplituden von nur etwa 0,04 Mikrovolt pro Grad erhalten hat, was ungefähr seine Messungsfehler entsprach, schließt er, daß auch meine Amplituden von 0,1 Mikrovolt pro Grad von Messungsfehler herrühren sollen. Bei dieser Schlußfolgerung hat Heraeus aber erstens übersehen, daß verschiedene Teile der Lieferung, wenn sie auch sicher mit aller Sorgfalt hergestellt worden ist, sich doch in Bezug auf kleine Gasreste verschieden verhalten können. Die Lieferung war ja auch, wie ich schon bemerkt habe, thermoelektrisch nicht ganz homogen. Weiter hatte ich den Draht recht bald nach der Herstellung untersucht, Heraeus erst ein oder zwei Jahre später. Daß das Verhalten von Gasen in Eisen sich mit der Zeit verändern kann, ist eine Erfahrung, die ich oft gemacht habe.

Um die Annahme, daß ich bei der Messung an dem vakuumgeschmolzenen Elektrolyteisen, Versuchsfehler von der Größe 0,1 erhalten haben sollte, zu begründen, schreibt mir nun Heraeus die gröbsten Vernachlässigungen bei der Thermokraftmessung zu. Dies ist auch deshalb unnötig, weil ja dadurch gar nicht erklärt wird, warum die Amplituden der Kurven für verschiedene Materialien in weiten Grenzen (zwischen 0,02 und 1) variieren. In Übereinstimmung mit unseren Angaben gibt die untere Grenze der Amplituden eine obere Grenze der Versuchsfehler von etwa 0,02 an. In Wirklichkeit dürfte also unsere Fehler bedeutend kleiner als die von Heraeus sein, was auch bei einer Vergleich der Versuchsanordnungen wahrscheinlich wird. Die Anordnung von Heraeus ist zwar in Prinzip der unsrigen nachgebildet. Soweit aus der Beschreibung in diesen Annalen geschlossen werden kann, ist doch die Ausführung so stark vereinfacht worden, daß der Schutz gegen gewisse Fehlerquellen wesentlich geschwächt sein dürfte. Um diese Aussage zu begründen und andererseits die

Kritik von Heraeus zurückzuweisen, möchte ich folgendes hervorheben. Die Einwirkung einer mechanischen Beanspruchung auf die Thermokraft ist uns gar keine Neuigkeit. Wenn aber, wie bei uns, die Enden des untersuchten Drahtstückes auf zwei Tischchen in derselben Höhe aufgelegt und an diese festgemacht werden, können unserer Erfahrungen nach erhebliche Störungen dieser Art leicht vermieden werden. — Die Oxydschichten wurden gerade so weit durch vorsichtiges Abfeilen entfernt, wie die Enden der Drähte in den Kupferkontakte hineingesetzt werden sollten. — „Kontaktkräfte,“ die auch ohne Temperaturdifferenzen bestehen sollen, können bei einem metallisch geschlossenen Kreise überhaupt nicht auftreten. Dagegen sind ja die Thermokräfte im äußeren Galvanometerkreise nie ganz zu vermeiden. Wir suchten diese Thermokräfte durch die möglichst effektive Umschaltung zu beseitigen. So weit ausgelesen werden kann, ist dies von Heraeus versäumt worden. — Die Temperatur des einen Endes unsrer Drähte wurde durch die Kühlung des Apparatgefäßes mit Wasser konstant gehalten. Das durch elektrische Heizung hergestellte Temperaturgefälle wurde mit einem Vergleichselement thermoelektrisch gemessen. Soweit ich sehen kann, muß die Kritik gegen unsere Temperaturmessung auf irgend-einen Mißverständnis beruhen.

Heraeus hat dann weiter mit einer von der unsrigen ganz abweichenden Anordnung ein anderes ebenfalls vakuumgeschmolzenes Elektrolyteisen untersucht, und fand dabei Amplituden von nur etwa 0,02 Mikrovolt pro Grad. Dies zeigt nun, daß die thermoelektrische Einwirkung der Gasreste in reinem vakuumgeschmolzenem Eisen ebensoweiit heruntergedrückt werden kann wie in dem von mir untersuchten vakuumgeschmolzenen Si-legierten. Alle Schlüsse auf vermeintliche Fehlerquellen bei unseren Messungen sind aber unbegründet.

Als Resultat meiner Gegenkritik möchte ich also hervorheben, daß die Untersuchung von Heraeus zu der Frage nach dem Ursprung der von Gunnison und mir angegebenen Umwandlungerscheinungen keinen wesentlichen Beitrag gibt, weil diese Erscheinungen erst bei der Gegenwart von geeigneten Fremdstoffen hervortreten und Heraeus nur reinstes Eisen untersucht hat.

An dieser Stelle möchte ich auch dagegen protestieren, daß Heraeus uns der Hypothese einer Reihe *polymorpher* Umwandlungen zuschreibt. Daß wir mit dem Wort Umwandlung etwas ganz anderes gemeint haben dürfte jedem aufmerksamen Leser unserer Schriften klar werden.<sup>1)</sup>

Weiter möchte ich hervorheben, daß die Schwankungen in den Kurven von Gunneson und mir wenigstens im Allgemeinen nicht den Charakter von zufälligen Abweichungen haben. Die Existenz einer Reihe von Umwandlungerscheinungen ist auch für das Temperaturgebiet bis zu 300° von Thompson, Whitehead und Goffey<sup>2)3)</sup> besonders durch Widerstandsmessungen bestätigt worden. Sie finden zwar eine Periode von etwa 50° statt unserer von 100°. Ihre Unstetigkeitspunkte können aber abwechselnd als Beginn und Ende der von uns angenommenen Umwandlungsgebiete gedeutet werden, wodurch die Übereinstimmung sehr gut wird. Gunneson und ich haben auch im letzten Jahre unsere Untersuchungen fortgesetzt und teils bei der Gasabgabe<sup>4)</sup>, teils bei dem Widerstand von gashaltigem Eisen die periodischen Erscheinungen wiedergefunden.

Stockholm, im Mai 1924.

1) Vgl. auch G. Borelius, Ann. d. Phys. 68. S. 67. 1922.

2) F. C. Thompson u. E. Whitehead, Proc. Roy. Soc. 102. S. 587. 1923.

3) F. C. Thompson u. A. Goffey, Journ. Iam. and Steel Inst. 57. S. 465. 1923.

4) G. Borelius u. F. Gunneson, Nature. 19. Jan. 1924.

(Eingegangen 20. Mai 1924.)



Fig. 11a.



Fig. 11b.



Fig. 11c.



Fig. 13.



Fig. 14.

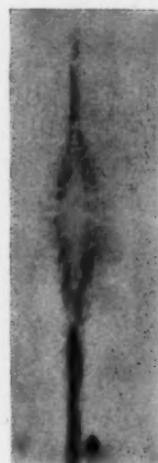


Fig. 15a.

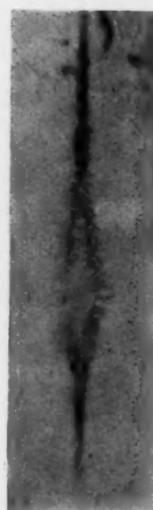


Fig. 15b.



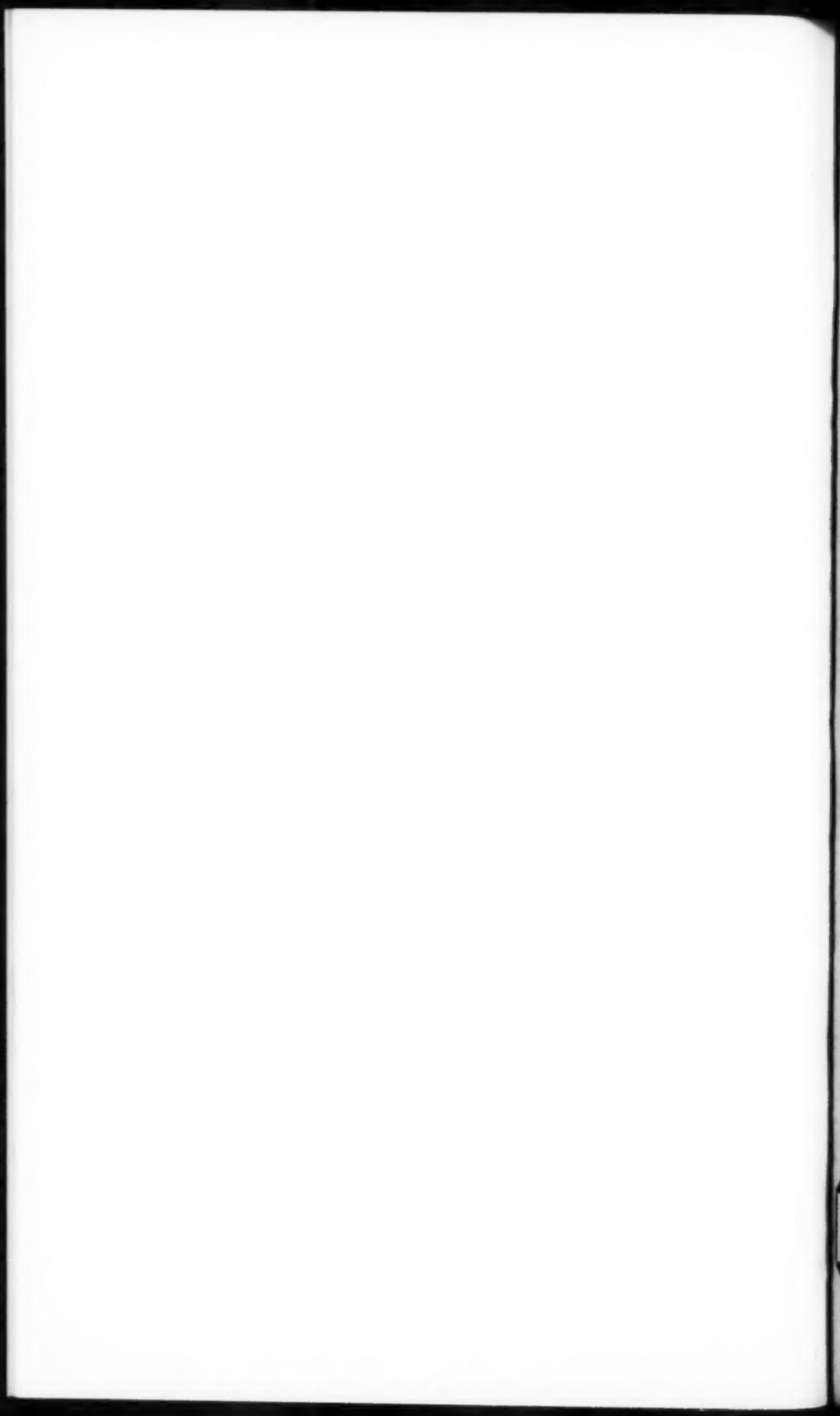
Fig. 15c.



Fig. 16a.

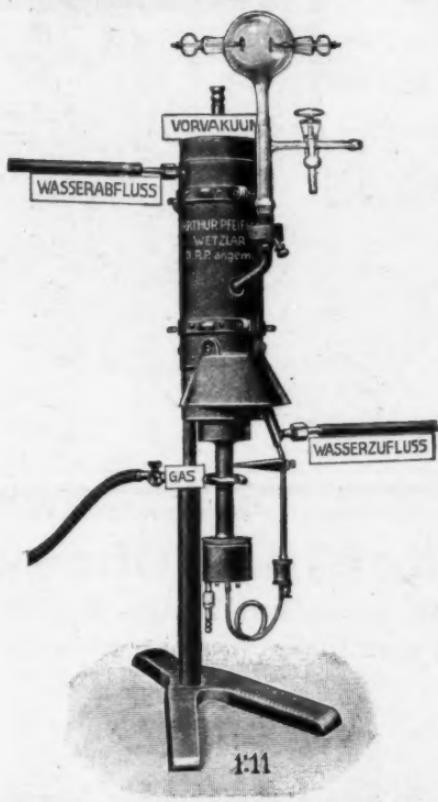


Fig. 16b.



**Pfeiffer's**

**Neu!** D.R.P. angem. **Neu!**  
Ganz aus Stahl!



*Literatur:*  
STINTZING, Phys. Zeitschr. 1922, pag. 463; Zeitschr.  
f. techn. Physik 1922, Nr. 12, pag. 369.

## Quecksilber-Dampfstrahlpumpe

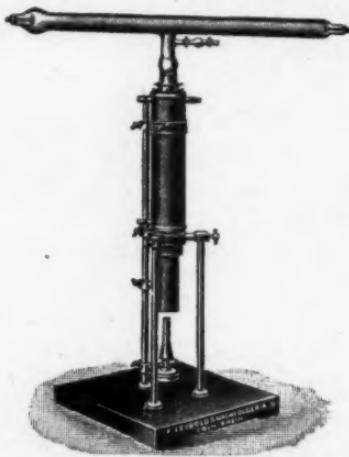
Saugleistung:  
**15 Liter** auf Aussetzen jeder  
Entladung in **10 Sekunden**  
vom Vorpakuum ab.

Liste von Abtg. „A“ anfordern

**Arthur Pfeiffer, Wetzlar 1**

**NEUE  
HOCHVAKUUM-  
DIFFUSIONSPUMPE**  
aus Metall  
nach Professor GAEDE

D. R. P. und Auslandspatente ang.



Saugleistung: 15 Liter per Sekunde

Vorvakuum: 20 mm

Vergl. Zeitschrift für technische Physik,  
Jahrg. 1923, Nr. 10

\*

Alleinige Hersteller:

**E. Leybold's Nachfolger A.-G.**

Köln a. Rhein · Brüderstraße 7

Sonderliste auf Wunsch!

Metzger & Wittig, Leipzig.

